



Restauration des images en scintigraphie planaire et SPECT suite à la réduction des doses administrées et des temps de pause

Fatma Makhlouf

► To cite this version:

Fatma Makhlouf. Restauration des images en scintigraphie planaire et SPECT suite à la réduction des doses administrées et des temps de pause. Imagerie médicale. Télécom Bretagne; Université de Rennes 1, 2014. Français. NNT: . tel-01174060

HAL Id: tel-01174060

<https://hal.science/tel-01174060>

Submitted on 8 Jul 2015

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



THÈSE / Télécom Bretagne

sous le sceau de l'Université européenne de Bretagne

pour obtenir le grade de Docteur de Télécom Bretagne

En accréditation conjointe avec l'Ecole doctorale Matisse et en cotutelle avec
l'Université de Sfax - Ecole Nationale d'Ingénieurs de Sfax
mention : Traitement de signal et Télécommunications

présentée par

Fatma Makhoulouf

préparée dans le département Image et traitement de l'information

Restauration des images en scintigraphie planaire et SPECT suite à la réduction des doses administrées et des temps de pause

Thèse soutenue le 23 janvier 2014

Devant le jury composé de :

Adel Mohamed Alimi

Professeur, Ecole Nationale d'Ingénieurs de Sfax - Tunisie / président

Boubaker Zarrad

Professeur, Ecole Supérieure des Sciences et Techniques de la Santé de Monastir - Tunisie / rapporteur

Jean-Paul Haton

Professeur, Loria-Inria, Université de Henri Poincaré Nancy 1 / rapporteur

Chokri Ben Amar

Professeur, Ecole Nationale d'Ingénieurs de Sfax - Tunisie / examinateur

Hatem Besbes

Maître de conférences, Faculté de médecine de Tunis - Tunisie / examinateur

Basel Solaiman

Professeur, Télécom Bretagne / directeur de thèse

Sous le sceau de l'Université européenne de Bretagne

Télécom Bretagne

En accréditation conjointe avec l'Ecole Doctorale Matisse

Co-tutelle avec l'ENIS

Ecole Doctorale Matisse

**Restauration des images en scintigraphie planaire et SPECT
suite à la réduction des doses administrées et des temps de
pause**

Thèse de Doctorat

Mention : Traitement du Signal et Télécommunication

Présentée par : **Fatma Makhoul**

Département : Image et Traitement de l'Information

Laboratoire : Lab-STICC

Directeur de thèse à Télécom Bretagne : Basel Solaiman
Directeur de thèse à l'Université de Sfax : Chokri Ben Amar

Soutenue le 23 Janvier 2014

Jury :

- M. Adel M. Alimi Professeur Université de Sfax (Président)
- M. Boubaker Zarrad (Université de Monastir) Professeur (Rapporteur)
- M. Jean-Paul Haton Professeur Université de Henri Poincaré Nancy 1 (Rapporteur)
- M. Ali Khenchaf Professeur Université de Bretagne Occidentale (Examineur)
- M. Chokri Ben Amar Professeur Université de Sfax (Directeur de Thèse)
- M. Basel Solaiman Professeur Université de Bretagne Occidentale (Directeur de Thèse)
- M. Hatem Besbes Maître-assistant Université de Tunis) (Invité)

Table des matières

Liste des acronymes	i
Liste des figures	ii
Liste des tableaux	iii
Introduction générale.....	1
Contributions de la thèse.....	4
Organisation du manuscrit.....	5
Chapitre 1: Etat de l’art sur la technique de la scintigraphie	6
1. Contexte du travail.....	7
2. La technique de la scintigraphie	9
2.1. Les radio-éléments	10
2.2. La gamma caméra	10
2.3. Chaîne de détection.....	13
2.3.1. Collimateur	13
2.3.2. Détecteur	14
2.3.3. Tube photomultiplicateur (PM)	15
2.3.4. Préamplificateur - amplificateur	15
2.3.5. Analyseur d’impulsion	15
2.4. Formats de l’image scintigraphique	16
3. Les modes d’acquisitions scintigraphiques	16
3.1. Acquisitions statiques	16
3.2. Balayage corps entier.....	17
3.3. Acquisitions dynamiques	18
3.4. Tomoscintigraphie SPECT (Acquisition et techniques de reconstruction tomographique)	19

3.5. Acquisitions dynamiques synchronisée à un signal biologique.....	20
4. Caractéristiques et performances des gamma caméras.....	21
4.1. La résolution spatiale intrinsèque à la gamma caméra.....	21
4.2. La linéarité spatiale.....	21
4.3. L'uniformité.....	21
4.4. La résolution en énergie.....	21
4.5. Taux de comptage.....	22
4.6. Indexe de sensibilité.....	22
5. Source de dégradation des images scintigraphiques.....	22
5.1. Bruit de Poisson.....	22
5.2. L'atténuation.....	23
5.3. Rayonnement diffusé.....	24
5.4. Bruit de fond.....	25
5.5. Les facteurs physiologiques.....	25
6. Méthodes de reconstruction tomographique en SPECT.....	26
6.1. Principe.....	26
6.2. Méthodes analytique : la rétroprojection des projections filtrées (RPF).....	27
6.3. Méthodes itératives.....	27
7. Méthodes de correction des images scintigraphiques.....	28
7.1. Correction des atténuations.....	28
7.2. Correction des pertes de résolution avec la profondeur.....	30
7.3. Correction de la diffusion.....	30
7.4. Mouvement du patient.....	32
8. Les méthodes de restaurations d'images.....	33
8.1. Méthodes ponctuelles (pixeliques).....	33
8.1.1. Voisinage d'un pixel.....	33
8.1.2. Connexité.....	34

8.2. Méthodes de filtrages.....	34
8.2.1. Filtrage linéaire	34
8.2.2. Filtrage non-linéaire	36
8.2.3. Filtrage fréquentiel.....	37
8.2.4. Filtrage de Wiener.....	38
8.3. Méthodes à base de multi-résolution	39
9. Conclusion.....	41
Chapitre 2: Modélisation de l'acquisition et conception de fantômes	42
1. Introduction.....	43
2. Pourquoi les fantômes ?	43
3. Protocole et critère de conception des fantômes.....	44
3.1. Variabilité de l'activité.....	45
3.2. Elaboration des fantômes	46
3.3. Fantômes réalisés	47
3.3.1. Fantôme de variabilité x ou y.....	47
3.3.2. Fantôme de variabilité z.....	48
3.3.3. Fantôme de variabilité x,y,z (régime discontinue).....	49
3.3.4. Fantôme de variabilité (x,z) ou (y,z) (régime continue)	50
3.3.5. Fantôme multi-contraste	50
3.3.6. Fantôme de la thyroïde.....	51
4. Approche de modélisation mathématique.....	51
4.1. Modélisation stochastique	51
4.2. Validation de l'approche	57
5. Estimation du bruit de Poisson.....	58
6. Débruitage d'images en utilisant l'approche multi-résolution.....	61
7. Conclusion	71
Chapitre 3: Restauration des images scintigraphiques	73

1. Introduction.....	74
2. Restauration des images scintigraphiques en mode planaire	74
2.1. Situation du problème	74
2.2. Architecture générale de la méthode proposée	75
3. Méthode de restauration des images scintigraphiques	77
3.1. Acquisition des images à base variable du temps	77
3.2. Résultats obtenus.....	79
3.3. Evaluation des résultats.....	83
3.3.1. Evaluation objective.....	83
3.3.1.1. Calcul de contraste	83
3.3.1.2. Calcul du coefficient de corrélation	84
3.3.1.3. Calcul de l'indice de similarité.....	85
3.3.2. Evaluation subjective	85
4. Conclusion.....	90
Conclusion générale & perspectives	91
Bibliographie	95

Liste des acronymes

AWGN	Bruit Blanc Gaussien Additif (Additive white Gaussian noise)
BT	Bandelettes
CAN	Convertisseur Analogique-Numérique
CDA	Couche de Demi-Atténuation
CNSTN	Centre National des Sciences et Technologies Nucléaires
CONT	Contourlettes
CUT	Curvelettes
DDP	Différence De Potentiel
DFT	Théorie Fonctionnelle de Densité (Density Functional Theory)
ECG	Electrocardiogramme qui correspond à l'enregistrement de l'activité électrique du cœur
EM	Expectation-Maximisation
EPT	École polytechnique de Tunisie
GAT	Transformation Généralisée Anscombe
IRM	Imagerie par Résonance Magnétique
LFOV	Grand Champ de Vision (Large Field Of View)
ML	Maximum de Vraisemblance
MMSE	Erreur Quadratique Moyenne Minimum
MSE	Erreur Quadratique Moyenne

MTF	Fonction de Transfert de Modulation
NEMA	National Electrical Manufacturers Association
PM	Photomultiplicateur
PSNR	Rapport Signal sur Bruit (Signal pic to Noise Ratio)
ROI	Région d'Intérêt (Region Of Interest)
RIF	Filtre à réponse Impulsionnelle Finie
RII	Filtre à réponse Impulsionnelle Infinie
RT	Ridegelettes
SFOV	Petit Champ de Vision (Small Field Of View)
SPECT	Tomographie d'Emission MonoPhotonique
SSIM	Indice de Similarité (Structural SIMilarity)
TF	Transformée de fourier
TEP	Tomographie par Émission de Positons
TSH	Thyroid Stimulating Hormone
VST	Transformation Stabilisatrice de Variance
WT	Ondelettes

Liste des figures

Figure 1. <i>Gamma caméra</i>	8
Figure 2. <i>Scintigraphie planaire (thyroïde)</i>	8
Figure 3. <i>Scintigraphie dynamique (rein)</i>	8
Figure 4. <i>Scintigraphie tomographique (myocarde)</i>	8
Figure 5. <i>Caméra à monocristal d'Anger</i>	11
Figure 6. <i>Schéma de principe d'une gamma caméra digitale</i>	112
Figure 7. <i>Caméras multi-têtes (a : double-tête ; b : triple-tête).</i>	13
Figure 8. <i>Différents types de collimateurs : (a) parallèle ; (b) sténopéique ou "pin hole" ; (c) convergent ; (d) divergent.</i>	14
Figure 9. <i>Imagerie planaire statique : Perfusion pulmonaire</i>	17
Figure 10. <i>Image corps entier : scintigraphie osseuse ^{99m}Tc-MDP</i>	18
Figure 11. <i>Scintigraphie dynamique de rein greffé. L'acquisition commence dès l'injection du traceur, diurique marqué au ^{99m}Tc, et dure 30 mn. On remarque l'activité croissante puis décroissante du rein qui permet le calcul de la clairance rénale (captation puis excrétion du traceur) et l'activité croissante de la vessie où le traceur excrété s'accumule</i>	19
Figure 12. <i>Tomo-scintigraphie du myocarde</i>	Erreur ! Signet non défini.
Figure 13. <i>Acquisition synchronisée à l'ECG.</i>	20
Figure 14. <i>Variation de l'estimation de radioactivité sur la reconstruction tomographique d'un cylindre homogène: le profil vertical a une forme concave.</i>	24
Figure 15. <i>La diffusion Compton</i>	244
Figure 16. <i>Reconstruction d'un objet comprenant plusieurs structures.</i>	26
Figure 17. <i>Correction d'atténuation de Chang</i>	29
Figure 18. <i>Perte de résolution avec la distance pour les projections de sources ponctuelles.</i>	30
Figure 19. <i>Décomposition du spectre d'une source gamma</i>	31
Figure 20. <i>Acquisition double fenêtre</i>	31
Figure 21. <i>Correction des mouvements de translation et de rotation lors d'une acquisition dynamique (scintigraphie rénale).</i>	32
Figure 22. <i>Voisinage d'un pixel</i>	33

Figure 23. <i>Fantôme à barres fait d'une matrice d'acrylique contenant des barres en plomb (linéarité + résolution spatiale)</i>	45
Figure 24. <i>Fantôme du foie contenant des nodules froids simulés par des cylindres de diamètre variables (contraste en fonction de la taille du nodule) [E. Busemann Sokole]</i>	45
Figure 25. <i>Elaboration et mise en oeuvre d'une famille de fantômes en mode planaire</i>	47
Figure 26. <i>Goitre multi-nodulaire à TSH isolément abaissée</i>	48
Figure 27. <i>Fantôme de simulation</i>	48
Figure 28. <i>Nodule froid (gauche) associé à un nodule chaud (droite)</i>	49
Figure 29. <i>Fantôme de simulation</i>	49
Figure 30. <i>Goitre multi-nodulaire toxique</i>	49
Figure 31. <i>Fantôme de simulation</i>	49
Figure 32. <i>Maladie de Grave</i>	50
Figure 33. <i>Fantôme de simulation</i>	50
Figure 34. <i>Fantôme multi-contraste</i>	50
Figure 35. <i>Fantôme de la thyroïde</i>	51
Figure 36. <i>Nodule froid associé à un nodule chaud</i>	51
Figure 37. <i>Schéma de la chaîne d'acquisition en scintigraphie planaire</i>	53
Figure 38. <i>Collimateur basse énergie – haute résolution.</i>	54
Figure 39. <i>Cristaux scintillateurs de NaI(Tl).</i>	55
Figure 40. <i>Variation du nombre de coups à faible taux de comptage</i>	57
Figure 41. <i>Variation du nombre de coups à fort taux de comptage</i>	58
Figure 42. <i>Exemple de modèle d'horizon et déformation du domaine selon un flot géométrique [Peyre, 2005]</i>	Erreur ! Signet non défini.
Figure 43. <i>Débruitage de l'image d'Hoffman bruitée par un bruit gaussien</i>	69
Figure 44. <i>Débruitage d'une image scintigraphique réelle (Scintigraphie du petit animal) ..</i>	70
Figure 45. <i>Architecture globale de la méthode proposée pour la restauration des images scintigraphiques</i>	75
Figure 46. <i>Résultat de restauration des images scintigraphiques acquises pour un fantôme de variabilité x</i>	78
Figure 47. <i>Résultat de restauration des images scintigraphiques acquises pour un fantôme de variabilité z</i>	79
Figure 48. <i>Résultat de restauration des images scintigraphiques acquises pour un fantôme de variabilité x, y, z</i>	79

Figure 49. <i>Résultat de restauration des images sacintigraphiques acquises pour un fantôme de variabilité z, contraste</i>	80
Figure 50. <i>Résultat de restauration des images sacintigraphiques acquises pour un fantôme de la thyroïde.....</i>	80
Figure 51. <i>Résultat de restauration des images sacintigraphiques acquises pour un fantôme multicontraste.....</i>	81
Figure 52. <i>Profile des images des différents fantômes</i>	87

Liste des tableaux

Tableau 1. <i>Valeurs de PSNR de débruitage pour l'image Hoffman</i>	68
Tableau 2. <i>Les valeurs du SSIM de débruitage de l'image Hoffman</i>	68
Tableau 3. <i>Acquisition sur les six fantômes.</i>	77
Tableau 4. <i>Calcul du contraste en traitant les images A1 et A1/5</i>	83
Tableau 5. <i>Calcul d'un coefficient de corrélation entre l'image restaurée A1 et l'image restaurée A1/5</i>	84
Tableau 6. <i>Calcul d'un indice de similarité entre l'image restaurée A1 et l'image restaurée A1/5</i>	85

Introduction générale

Depuis la découverte par Röntgen des rayons X à la fin du 19^{ème} siècle, l'imagerie médicale représente un outil diagnostique d'une importance capitale. Les progrès technologiques ont fait que cet outil dépasse ces dimensions morphologiques pour toucher également à des dimensions fonctionnelles.

Les modalités d'imagerie médicale dépendent de la propriété physique étudiée ; par exemple, l'atténuation des rayons X en radiographie et en tomodensitométrie, la réflexion des ultrasons en échographie, le moment magnétique du proton en Imagerie par Résonance Magnétique (IRM), la réflexion de la lumière en endoscopie et la distribution de l'activité en imagerie nucléaire. Cependant, l'imagerie médicale a bien dépassé le domaine diagnostique en entrant le domaine thérapeutique et radiothérapie à travers les interventions guidées (chirurgie, biopsie, cathétérisation, ponction, ...).

L'imagerie nucléaire a constitué depuis la fin des années 40 une meilleure application pacifique de l'énergie nucléaire. Elle a pu doter la médecine de radiopharmaceutiques pouvant servir aussi bien à des fins diagnostiques comme le Technétium-99m, le Thallium-201 et l'Iode-123 en scintigraphie et le Fluor-18 pour la tomographie à émission de positons, qu'à des fins thérapeutiques comme l'Iode-131 en radiothérapie métabolique.

Différemment de la majorité des techniques d'imagerie médicale qui fournissent essentiellement des informations morphologiques, l'imagerie nucléaire, malgré sa mauvaise résolution spatiale, délivre des informations fonctionnelles et métaboliques, ce qui constitue son atout majeur. La technique la plus utilisée en imagerie nucléaire est la scintigraphie.

Du moment que la scintigraphie est une technique d'imagerie par émission, il s'agit tout d'abord d'administrer au patient une dose de radiopharmaceutique dont la nature et l'activité dépend de la zone explorée de l'organisme, après un temps de pose nécessaire pour que le radioélément atteigne la zone cible, on procède à la détection et la localisation des rayonnements gamma émis et leur transformation en une image qui reflète la distribution de la radioactivité dans cette zone. Ceci est assuré par un appareil dit « gamma caméra » couplée à une station de reconstruction, de visualisation et de traitement d'images.

Ainsi, la scintigraphie permet de cartographier l'activité dans un organe ou une formation anatomique. Il s'agit principalement de marquer des pathologies qui sont à l'origine d'une anomalie fonctionnelle illustré par une augmentation ou un défaut de l'activité. Pour l'analyse

de l'image scintigraphique, le médecin nucléaire est guidé par la variabilité de l'activité sur les images.

Par ailleurs, l'image scintigraphique est imprégnée d'imperfections dues à des problèmes intrinsèques comme la diffusion et l'atténuation et des problèmes extrinsèques comme le mouvement du patient et le degré de pureté du radiopharmaceutique.

Bien que diagnostiquement bénéfiques vu les informations fonctionnelles fournies par les images scintigraphiques, les doses administrées aux patients ne sont pas sans effets radiobiologiques. Ainsi, la pratique de la scintigraphie passe nécessairement par l'établissement d'un compromis entre la qualité diagnostique des images et les normes de radioprotection. Cependant, même si les normes actuelles sont bien respectées, on a toujours tendance à chercher des moyens permettant de réduire les doses administrées.

Dans le cadre de ces travaux de thèse, nous nous sommes intéressés à réduire la dose administrée en scintigraphie planaire afin de réduire l'exposition des patients pour éviter les artefacts de mouvement. Tout ceci en conservant ou même en améliorant les qualités diagnostiques des images en déployant des méthodes de traitement adéquates. Mais, ces réductions ne seront pas sans conséquence sur les qualités des images. Toutefois, la qualité des images scintigraphiques dépend aussi du temps pendant lequel elles sont acquises. Ainsi, tous ces facteurs rendent la quantification au niveau des images scintigraphiques difficile.

Pour pallier à ces défauts, le recours au traitement numérique des images pour améliorer la qualité des ces scintigraphies est une nécessité. De ce fait, l'amélioration des images utilisées est une étape primordiale. L'objectif de cette étape étant d'atténuer les fluctuations statistiques dues à la nature de l'examen scintigraphiques basé sur des émissions de rayons gamma afin d'augmenter le contraste et faciliter la perception des zones d'intérêts.

Bien que de mauvaise résolution, les images scintigraphiques se démarquent par rapport à d'autres images morphologiques par le caractère fonctionnel. En plus, l'instrumentation et les facteurs anatomiques liés au patient compliquent le traitement d'images in vivo. Ainsi, pour simuler les différents cas de variabilité de l'activité en scintigraphie il est nécessaire de procéder à la conception de fantômes adéquats. En fait les fantômes sont des outils nécessaires pour contourner les difficultés imposées par l'anatomie humaine et pour permettre l'analyse et le contrôle d'un certain nombre de paramètres liés à la qualité de ces images.

Notre contribution consiste donc à mettre en œuvre des méthodes de conception et d'élaboration de fantômes permettant de corriger des images scintigraphiques.

L'ensemble de méthodes développées pour compenser les dégradations connues ou estimées et rétablir la qualité initiale est appelé restauration d'images.

Afin de bien restaurer une image, il est nécessaire d'explorer la source de dégradation afin de comprendre les principales causes de distorsion de l'image.

La diversité des algorithmes de restauration proposés dans la littérature provient de la nature des images traitées, de la nature du bruit dégradant les images et de la sélection des paramètres intervenant dans cet algorithme.

Une étude de la particularité de nos images, nous a permis de choisir une méthode adéquate de restauration d'images scintigraphique en mode planaire qui sera utilisé. Cette méthode a été choisie pour son avantage de pouvoir conserver le contraste et la qualité diagnostique de nos images.

Contributions de la thèse

L'objectif de notre thèse consiste à mettre en œuvre des méthodes de restauration des images en scintigraphie planaires et SPECT suite à la réduction des doses administrées et des temps de pause.

Les contributions principales apportées dans le cadre de ce travail sont :

- Mise en œuvre des méthodes de conception et d'élaboration de fantômes permettant la correction des images scintigraphiques. Ces fantômes permettent l'évaluation des méthodes d'acquisition et d'analyse d'images. Ceci nous conduira à la réalisation d'une famille de fantômes en mode planaire.
- Réalisation d'acquisitions in-vitro sur des fantômes que nous avons conçus de manière à simuler les principaux cas de variabilité de l'activité remarqués sur des cas cliniques ainsi que sur des fantômes standards.
- Réalisation d'une approche de modélisation stochastique : afin de modéliser le bruit dans la chaîne d'acquisition des images scintigraphiques, nous sommes partis d'un modèle poissonnien connu et nous avons pu le modéliser étape par étape. Avec ce décorticage nous avons analysé le bruit en fonction des différentes étapes. Ainsi, notre apport comporte une décomposition de la modélisation du bruit Poissonnien qui tient compte des différents paramètres du système d'acquisition en mode planaire. En effet, la mise en cascade des différentes phases nous a permis de décortiquer l'intensité du bruit Poissonnien finale en fonction des paramètres physique du système d'acquisition.
- Proposition d'une approche de restauration qui s'avère la plus adéquate pour la récupération de maximum de détail diagnostics des images.

Organisation du manuscrit

Le présent rapport est structuré en trois chapitres.

Le premier chapitre présente des généralités sur l'imagerie scintigraphique. Il explique la technique scintigraphique ainsi que la formation de ces images et les modes d'acquisition.

Les différents types d'examen sont par la suite illustrés. La performance des gammas-caméra et l'influence sur la qualité des images est étudiée afin d'obtenir la meilleure définition morphologique possible.

Après, nous avons abordé les principales dégradations subies par ces images afin de pouvoir formuler notre solution. Ensuite, nous avons présenté les méthodes de reconstruction tomographiques en SPECT ainsi que les méthodes de correction des images scintigraphiques. Et enfin, une bibliographie pour les méthodes de restaurations d'images est exposée

Le deuxième chapitre présente la modélisation du bruit dans la chaîne d'acquisition des images scintigraphiques afin de trouver la méthode de restauration adéquate. Après, nous avons justifié notre choix de travailler sur des fantômes. Les détails du protocole de conception de ces fantômes est exposé. Ensuite, une description des différents types de ces fantômes est faite. Ceci nous conduira à dresser un récapitulatif sur notre contribution en la réalisation d'une famille de fantômes en mode planaire.

Enfin, nous avons présenté une étude comparative de débruitage d'images en utilisant l'approche multi-résolution.

Le troisième chapitre propose l'architecture globale de la solution à adopter. La motivation du choix de cette méthode est expliquée. Ensuite, les résultats obtenus sont évalués de deux manières : objective et subjective.

Ainsi cette méthode donne naissance à une version de restauration dédiée aux images scintigraphiques en mode planaire.

CHAPITRE 1

ETAT DE L'ART SUR LA TECHNIQUE DE LA SCINTIGRAPHIE

1. Contexte du travail

Suite à des recherches récentes [Georgi et al., 2011], les normes actuelles de radioprotection dans le milieu hospitalier sont qualifiées d'élevées. Entre autre, les doses de radio-pharmaceutiques utilisées en imagerie ne sont pas sans effets sur la santé des êtres humains surtout lors d'examens successifs. De plus ces doses sont relativement couteuses. Ces considérations nous ont permis de lancer l'idée de réduction des doses attribuées du moment que dans la majorité des cas certaines techniques utilisant des rayonnements ionisants sont inévitable. Mais, toute réduction de dose (que ce soit de rayons X, γ ou β) a pour conséquence une dégradation des qualités diagnostiques des images. Dans ce travail nous nous intéressons aux images scintigraphiques et nous visons l'élaboration de méthodes numériques de correction de la dégradation des images sous l'effet de la réduction des doses attribuées.

La médecine nucléaire constitue une bonne illustration de l'utilisation de la radioactivité pour des fins pacifiques. Elle est basée sur l'utilisation de radiopharmaceutiques émetteurs γ pour des fins diagnostiques ou émetteurs β - pour des fins thérapeutiques. Ces radio-pharmaceutiques sont administrés soit par injection intraveineuse, soit par ingestion ou par inhalation. La variété diagnostique consiste à cartographier la distribution de l'activité γ dans l'organisme.

L'acquisition des images est réalisée à l'aide d'un gamma caméra ou caméra à scintillation, d'où l'appellation scintigraphie de cette technique d'imagerie médicale.

L'atout majeur de la scintigraphie est qu'elle fournisse des images fonctionnelles selon les modes statique, dynamique et tomographique. Ceci est basé sur le principe que seules les zones physiologiquement actives fixent les molécules marquées. Les images porteuses des informations diagnostiques consistantes sont acquises selon des protocoles qui exigent des valeurs d'activités et des durées d'acquisition spécifiques pour chaque examen. Ces deux paramètres constituent la partie majeure du coût de l'examen scintigraphique du moment que le radioélément est importé et que son activité décroît en fonction du temps d'une manière exponentielle et que la durée d'une acquisition impose le nombre quotidien de patient reçus dans un service de médecine nucléaire.

Dans le cadre de cette thèse, nous nous intéressons à réduire la dose administrée en scintigraphie planaire afin de réduire l'exposition des patients pour éviter les artéfacts de mouvement. Ceci a été abordé en élaborant des approches de traitement adéquates permettant la conservation ou même en l'amélioration des qualités diagnostiques des images

En fait, la dose administrée est décidée en respectant un certain nombre de considérations comme l'âge, le poids, les interactions métaboliques et les normes de radioprotection. Tous ces facteurs doivent nécessairement déboucher sur des images avec des significations diagnostiques remarquables. Les images scintigraphiques sont acquises selon plusieurs modes. En effet, pour le mode planaire le détecteur de la gamma caméra (instrument d'acquisition des images scintigraphiques) (Figure 1) réalise une acquisition unique sous une incidence unique (Figure 2) alors que pour le mode dynamique le détecteur réalise plusieurs acquisitions dans le temps sous une incidence unique (Figure 3), mais pour des acquisitions tomographiques le détecteur réalise plusieurs acquisitions sous des angles d'incidence allant de 0° à 360° pour le calcul d'images en coupe (Figure 4).



Figure 1. *Gamma caméra*

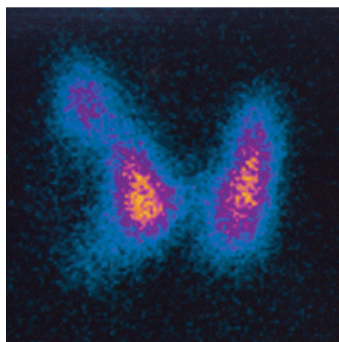


Figure 2. *Scintigraphie planaire (thyroïde)*

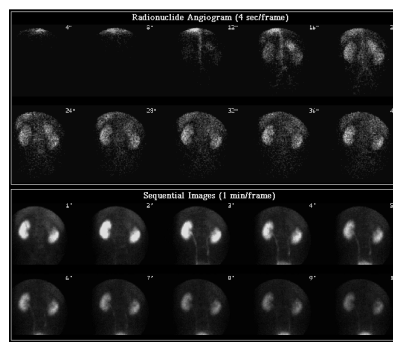


Figure 3. *Scintigraphie dynamique (rein)*

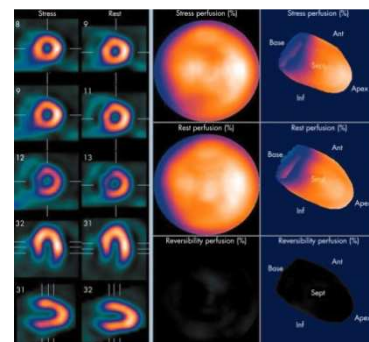


Figure 4. *Scintigraphie tomographique (myocarde)*

De ce fait, plusieurs considérations incitent à la réduction des doses administrées. En effet, actuellement, plusieurs pays comme ceux de l'Amérique du nord et de l'Europe occidentale sont entrain de réviser les normes de radioprotection et de revoir à la baisse les maximas tolérables [Georgi et al, 2011]. De plus, le coût des radiopharmaceutiques a pratiquement doublé ces derniers temps principalement à cause de l'élévation des coûts de la sécurité dans

les réacteurs nucléaires et à la tendance à la réduction de leur nombre dans le monde et ceci a un impact sur les tarifs des acquisitions scintigraphiques axées principalement sur le coût du radio-traceur. Cependant, toute réduction de la dose administrée serait à l'origine d'une dégradation plus ou moins importante des images acquises.

Dans ce travail, nous proposons d'apporter des moyens numériques de compensation des dégradations des images scintigraphiques suite à des réductions quantifiées de la dose administrée. Les images sont acquises sur des fantômes afin d'éviter le facteur métabolique et de ne s'intéresser qu'aux facteurs physiques (désintégration radioactive et statistique d'émission gamma). Les fantômes sont conçus pour simuler la variabilité de l'activité sur un certain nombre de directions de l'espace du moment que l'interprétation diagnostique des images est basée essentiellement sur cette notion de variabilité.

Notre travail consiste à évaluer les dégradations survenues sur les images selon le taux de réduction de l'activité et, à la lumière de ces résultats élaborer des procédures de restauration des images scintigraphiques.

2. La technique de la scintigraphie

Actuellement, le diagnostic médical fait appel de plus en plus à l'imagerie pour une représentation morphologique ou fonctionnelle des organes. Contrairement, aux autres techniques d'imagerie médicale qui ne fournissent que des éléments morphologiques ou anatomiques du diagnostic, la médecine nucléaire apporte des éléments fonctionnels et métaboliques, ce qui constitue son atout majeur.

Etant une technique d'imagerie par émission, le but de la scintigraphie est l'étude de la distribution et de la cinétique des radiopharmaceutiques au sein de l'organisme. Ceci est réalisé grâce à un détecteur externe adapté qui est en règle générale une gamma caméra. Celle-ci "photographie" ponctuellement, ou "filme" en continu la distribution des rayonnements émis à partir de l'organisme.

Ainsi, la formation de l'image scintigraphique requiert donc deux étapes : la première étape consiste à administrer au patient (par ingestion, inhalation ou injection) un produit radioactif à fixation sélective. La deuxième étape consiste en la détection des rayonnements émis et leur transformation en une image qui reflète la distribution de la radioactivité dans l'organe ou la formation anatomique exploré. Ceci est assuré par une « gamma caméra » couplée à une station de reconstruction, visualisation et de traitement d'images.

La mesure de paramètres à partir des images reconstruites se heurte cependant à différents obstacles liés aux limites des performances des détecteurs (en termes de résolution spatiale, de résolution en énergie et de sensibilité de détection), les processus physiques qui dégradent la formation de l'image (tels que l'atténuation et la diffusion), et aussi les phénomènes intrinsèques (tels que l'effet du volume partiel et la variation de la réponse du détecteur en fonction de la distance source-détecteur). Ainsi, les images scintigraphiques en médecine nucléaire sont entachées par l'ensemble des défauts cités précédemment, qui rendent leurs interprétations difficiles aussi bien du point de vue qualitatif que quantitatif. Il est indispensable de compenser ces différents effets pour estimer aboutir à des diagnostics fiables à partir des images reconstruites.

2.1. Les radio-éléments

L'exploration scintigraphique vise à déterminer la distribution d'un traceur radioactif introduit dans l'organisme. Toute la diversité de la Médecine Nucléaire provient du large panel de molécules radioactives disponibles. Pour chacune d'entre elles on connaît la bio-distribution, en particulier les principaux sites de concentration (organes cibles), et le mode d'élimination (urinaire, digestive, etc...). On choisit alors le traceur en fonction de l'organe et éventuellement de la pathologie que l'on désire explorer. [Aurengo et al., 2001] [Liehn et al., 1999].

L'imagerie scintigraphique utilise des radiopharmaceutiques constitués d'un traceur marqué par un isotope radioactif. Ces substances sont introduites dans l'organisme, le plus souvent par voie veineuse (injection), mais aussi par voie orale (ingestion) ou respiratoire (inhalation). Les radioéléments utilisés sont émetteurs de rayons gamma. [Aurengo et al., 2001].

Les rayonnements γ (et X) sont moins radiotoxiques que les autres rayonnements (β^- , β^+) [Biau et al., 2009]. De plus, ils peuvent traverser d'importantes épaisseurs de matière, ce qui permet leur détection par un dispositif externe alors qu'ils sont émis de l'intérieur de l'organisme.

2.2. La gamma caméra

Le principal instrument en médecine nucléaire est la gamma-caméra d'Anger (Figure 5). Elle doit son nom à Hal Anger (physicien de l'université de Californie à Berkley) qui est le

premier à l'avoir décrit en 1953 [Anger, 1958] et qu'il a ultérieurement amélioré [Anger, 1967]. Encore que, beaucoup de progrès en électronique sont faits depuis, son principe et sa configuration de base sont restés remarquablement inchangés.



Figure 5. *Caméra à monocristal d'Anger*

Ainsi, la première gamma caméra industrielle fut conçue par Anger et Nucléar Chicago (devenu la société Siemens Médical) en 1962. Son nom était Pho-Gamma. Cette caméra avait un diamètre de 25 cm (SFOV) et contenait 19 tubes photomultiplicateurs, en raison du faible diamètre des cristaux NaI(Tl) disponibles sur le marché. Jusqu'au début des années 1970, plus de 5000 caméras de ce type ont été installées par plusieurs industriels présents sur le marché [Blohm, 1999].

En 1975, arrivaient sur le marché les premières caméras à grands champs (la LFOV de Nuclear Chicago/Searl/Siemens). Les performances de ces nouveaux appareils donnaient ainsi une nouvelle dimension à la médecine nucléaire pour l'imagerie d'organes de plus grande dimension (poumons, foie, ...), que l'on ne pouvait réaliser auparavant avec les caméras SFOV [Blohm 1999].

En effet, à l'échelle de la qualité et de la sensibilité des images, la caméra d'Anger est la plus acceptable.

La gamma caméra permet de détecter les photons gamma émis par les marqueurs introduits dans l'organe et de déterminer leur provenance d'émission (Figure 6). Elle est composée d'un cristal scintillateur qui reçoit les photons émis à travers un collimateur. Celui-ci est généralement une grille en plomb à canaux permettant de sélectionner les photons émis dans une direction privilégiée. Les photons ainsi reçus forment une image qui est une projection plane de la répartition de la concentration des émetteurs radioactifs. Pour chaque photon reçu, le cristal convertit l'énergie, absorbée en un point, en des photons lumineux. Ces photons sont reçus par des photocathodes des tubes photomultiplicateurs et transformés en impulsions

électriques. Un système électronique de positionnement permet de localiser le lieu d'impact des photons gamma dans le cristal. Il adresse les signaux de positionnement au balayage d'un moniteur vidéo. L'image est ainsi formée [Dutreix et al., 1997]. Enfin, les images obtenues seront enregistrées sur un disque de stockage. Elles subissent ensuite un traitement numérique afin d'en extraire des informations utiles au diagnostic. Ces informations peuvent être des images, des courbes ou des données numériques (Figure 6).

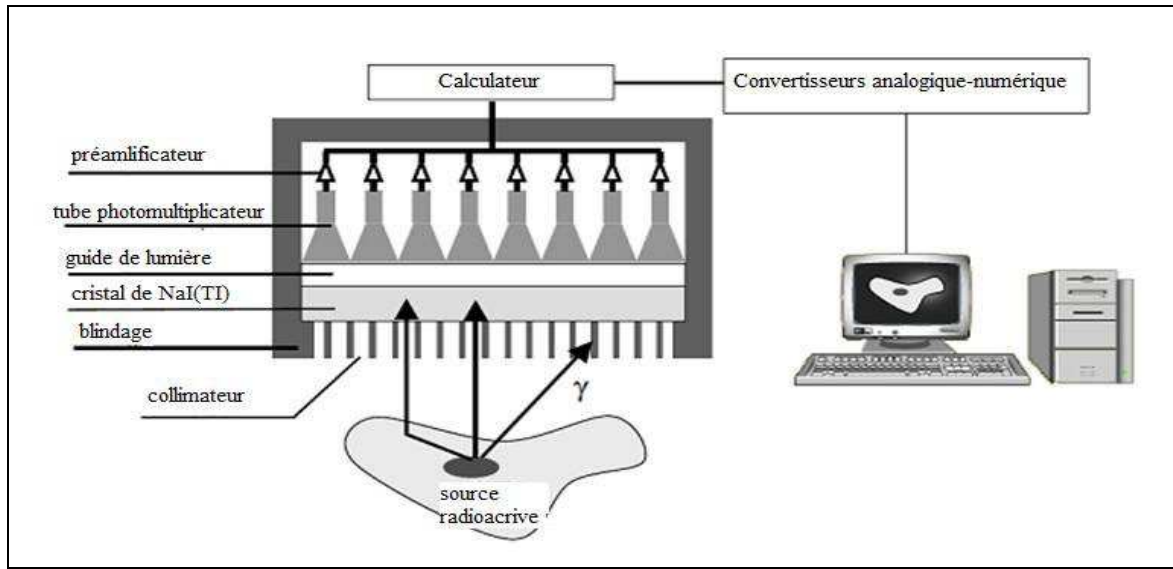


Figure 6. Schéma de principe d'une gamma caméra digitale

La gamma caméra est donc constituée d'une chaîne de détection composée d'un collimateur, d'un cristal scintillateur, d'une matrice de photomultiplicateurs et d'amplificateurs, et d'une unité d'acquisition et de traitement d'image [Aurengo et al., 1997] [Gremy et al., 1977].

Il existe des caméras désignées pour l'imagerie planaire, alors que les caméras modernes sont désignées à la fois pour les imageries planaire et tomographique. Elles sont quelques fois mono-tête et généralement double tête et même triple tête (Figure 7). Alors qu'il faut un balayage angulaire de 360° pour une caméra mono-tête en cas de tomoscintigraphie, on effectue juste un balayage de 180° pour la double tête et 120° pour la triple tête. Ceci permet de réduire considérablement les durées d'acquisition des images.

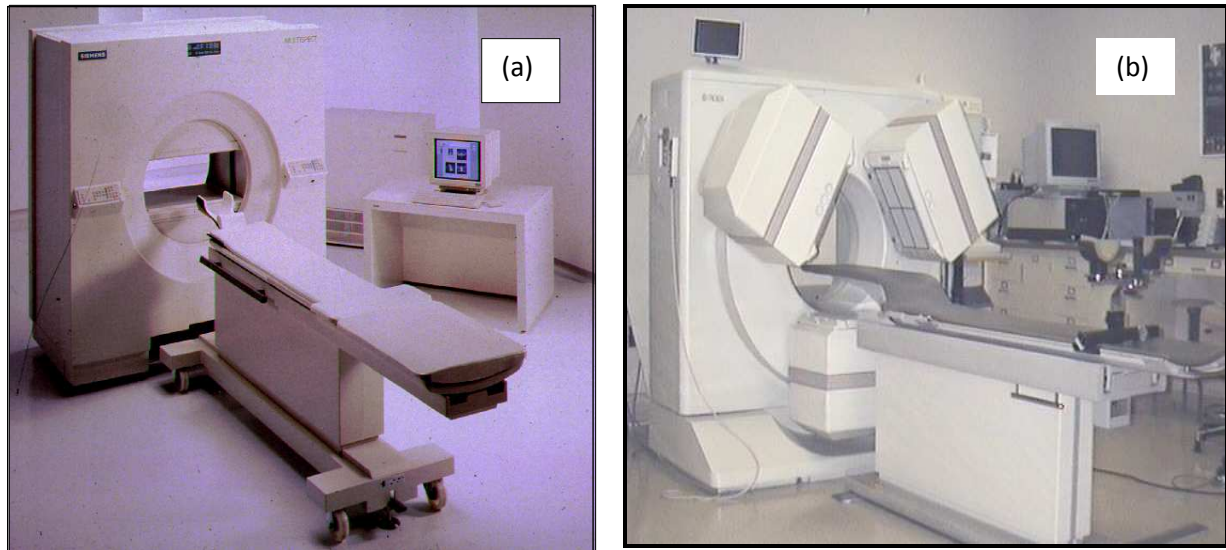


Figure 7. *Caméras multi-têtes (a : double-tête ; b : triple-tête).*

2.3. Chaîne de détection

2.3.1. Collimateur

L'utilisation d'un collimateur permet le passage des rayons γ issus de l'organisme selon une direction privilégiée, vers le détecteur. On parle de collimation absorbative [Tsui et al., 1990]. Donc, seule une faible proportion de photons sera utile. Les collimateurs sont fabriqués de métaux lourds (forte densité électronique), généralement en plomb, mais occasionnellement en tungstène. On en distingue quatre variétés:

- Le collimateur à trous parallèles est le plus utilisé en imagerie (Figure 8-a). Il consiste en une plaque épaisse de plomb avec de multiples canaux parallèles périodique et uniformes. Le choix de la taille des trous et de l'épaisseur des septas dépend de l'énergie des rayons γ utilisés. La taille, la profondeur des trous ainsi que la distance source-collimateur définissent la résolution spatiale du collimateur. Cependant, la taille de l'image ne change pas avec la distance source-collimateur [Gremy et al., 1977] [Bice et al., 1991] [Metz, 1980].
- Le collimateur à trou sténopéique consiste en un cône de plomb avec une très petite ouverture (embout) au sommet (Figure 8-b). Il projette une image renversée sur le cristal scintillateur et fournit des images légèrement agrandies [Tsuchimochi et al., 2001].
- Le collimateur convergent est constitué de trous qui convergent vers l'axe central, ce qui est à l'origine d'un agrandissement de l'image (Figure 8-c)

- Le collimateur divergent est formé de trous qui divergent de l'axe central, ce qui est à l'origine d'un rétrécissement de la taille de l'image (Figure 8-d)

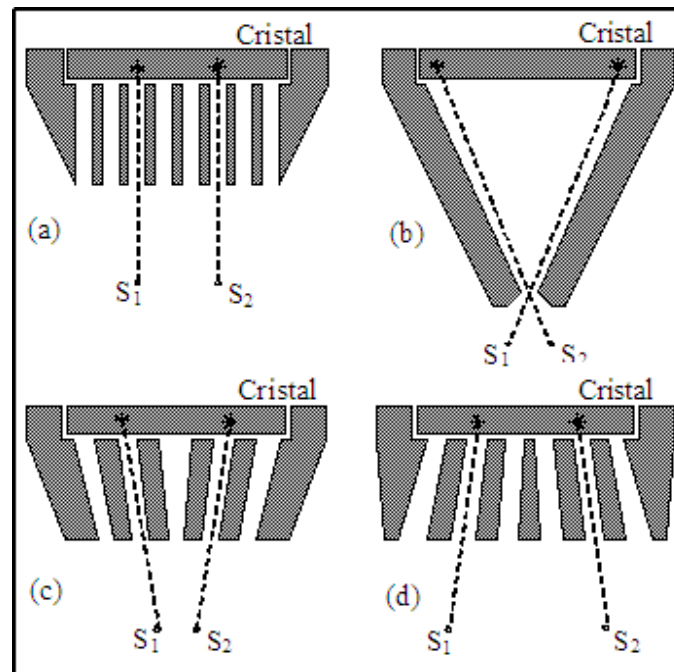


Figure 8. Différents types de collimateurs : (a) parallèle ; (b) sténopéique ou "pin hole" ; (c) convergent ; (d) divergent [Grémy., 1997]

2.3.2. Détecteur

Pour la détection des rayons γ , on utilise différentes sortes de détecteurs qui sont les détecteurs à gaz comme le Geiger-Müller [Gremy et al., 1977] [Aurengo et al., 1997], les détecteurs à semi-conducteurs utilisant une jonction p-n polarisée en opposition [Fidler, 2000] et les détecteurs à scintillations utilisés exclusivement en imagerie nucléaire [Baird et al., 2000].

Certains matériaux, dit scintillateurs, émettent des flashes de lumière lorsqu'ils sont excités par un rayonnement ionisant. Quelques détecteurs à scintillations sont utilisés en médecine nucléaire tels que le BGO [Casey et al., 1986] [Bottigli et al., 1985] et le LSO [Nutt et al., 1999] qui sont utilisés en imagerie PET, le tellure de cadmium et l'iodure de sodium dopé au thallium NaI(Tl) [Bottigli et al., 1985].

Lorsqu'un photon γ traverse le cristal NaI(Tl), on aboutit à l'un des phénomènes suivant:

- Un échappement du photon du cristal (pas d'interaction).
- Une interaction par effet photoélectrique.

- Une ou plusieurs interactions par effet Compton.

Généralement, après des séries d'interactions par effet Compton, le photon diffusé final est soit absorbé par effet photoélectrique, soit échappé du cristal. Les photons lumineux, à l'exception des photons échappés, sont émis avec des intensités lumineuses proportionnelles à l'énergie des photons γ incidents. En fait, un photon lumineux est émis en moyenne pour chaque 30eV d'énergie déposée dans le cristal [Bice et al., 1991].

Le nombre de photons lumineux générés par scintillation est très faible pour être mis en valeur, ce qui nécessite une amplification par l'intermédiaire de photomultiplicateurs.

2.3.3. *Tube photomultiplicateur (PM)*

Le tube PM est un instrument électronique destiné à produire une impulsion électrique en cas d'interaction avec un faible signal lumineux. C'est un tube à vide contenant une photocathode et une série de dynodes (entre 10 et 12). L'entrée du tube est couverte à sa surface d'une substance photoémettrice comme le CsSb qui libère des électrons en interagissant avec des photons lumineux [Aurengo et al., 1997] [Bottigli et al., 1985]. Les dynodes sont maintenues successivement sous haute tension. Pour chaque 3 à 10 photons lumineux atteignant la photocathode, 1 à 3 photo-électrons sont libérés. Ces électrons sont accélérés vers la première dynode par une grille focalisante, ce qui libère quelques électrons secondaires. Cette multiplication d'électrons est répétée jusqu'à ce que les électrons soient captés par l'anode avec un facteur multiplicatif de 10^6 à 10^7 . L'amplitude finale des impulsions est proportionnelle à l'intensité des photons lumineux et par suite à l'énergie des radiations déposée dans le cristal.

2.3.4. *Préamplificateur - amplificateur*

L'impulsion à la sortie du PM reste faible et a besoin d'une amplification. L'amplification dans ce cas est aussi linéaire pour préserver la relation entre l'impulsion de sortie et l'énergie déposée dans le cristal détecteur. Le circuit préamplificateur – amplificateur filtre et amplifie les impulsions de quelques millivolts à quelques volts [Aurengo et al., 1997] [Nutt et al., 1999].

2.3.5. *Analyseur d'impulsion*

L'analyseur d'impulsions est un système électronique qui permet le comptage des impulsions dans un certain domaine d'amplitude. Ce comptage sélectif permet d'enregistrer

seulement les radiations dans une gamme d'énergie donnée afin d'éliminer le bruit de fond et les radiations diffusées. Cette gamme d'énergie est dite fenêtre, elle est centrée sur le pic photoélectrique. Par exemple, la fenêtre 20% des photons 140keV du Tc^{99m} a une largeur de 28 keV, entre 126 et 154keV ($140keV \pm 10\%$) [Aurengo et al., 1997].

2.4. Formats de l'image scintigraphique

Les images scintigraphiques sont généralement de petite taille pouvant être 64×64 ou 128×128 et très rarement 256×256. Une taille de 2048×1024 peut être atteinte pour le balayage corps entier dans l'examen de la scintigraphie osseuse. Le choix du format est imposé essentiellement par la consistance de la valeur du pixel pour permettre la constatation d'un contraste s'il y en a. Par exemple lors de l'acquisition d'une scintigraphie thyroïdienne avec un collimateur parallèle, on choisit le format 64x64 vu la petite taille de la thyroïde.

Dans une image scintigraphique, chaque pixel est codé sur un ou deux octets. La valeur du pixel représente le comptage obtenu par le détecteur au point correspondant de l'image. Cette valeur est un renseignement quantitatif directement proportionnel à la radioactivité réelle obtenue dans la partie correspondante de l'organe [Dutreix et al., 1997].

3. Les modes d'acquisitions scintigraphiques

La gamma caméra peut être utilisée de plusieurs façons. Tout dépend de l'organe à explorer et de la pathologie à identifier. Ses différents types de fonctionnement sont appelés modes d'acquisition qui sont exécutés soit en mode planaire soit en mode tomographique.

En mode planaire, l'image correspond à une acquisition sous une incidence unique. C'est donc une projection de la structure examinée. Elle n'explore donc que la partie du corps face au champ de vue du détecteur.

En mode tomographique, on fait tourner les têtes de détection du gamma caméra autour du patient, l'image est ensuite reconstruite à partir des projections prises sous différents angles d'incidence.

Les examens seront classés en examens statiques, balayages et dynamiques.

3.1. Acquisitions statiques

Ces images sont obtenues en faisant un enregistrement d'une zone de l'organisme, le patient et le détecteur étant immobiles pendant la durée de l'examen. L'enregistrement est

interrompu au bout d'un temps prédéfini (mode pré-temps) ou après la détection d'un nombre prédéfini de photons (mode précompte). Les acquisitions statiques sont utilisées dans l'étude des distributions stables dans le temps telles que la scintigraphie pulmonaire (Figure 9), thyroïdienne, etc.



Figure 2. *Imagerie planaire statique : Perfusion pulmonaire*

3.2. Balayage corps entier

Ce mode est adopté lorsque la surface à explorer est plus grande que le champ de vue de tête de détection (Figure 10). Les acquisitions avec balayage sont obtenues en déplaçant lentement le dispositif de détection par rapport à un patient dans une position fixe ou inversement. Les photons détectés étant affectés aux pixels correspondants suivant le point d'impact et la position du détecteur à l'instant de la détection.

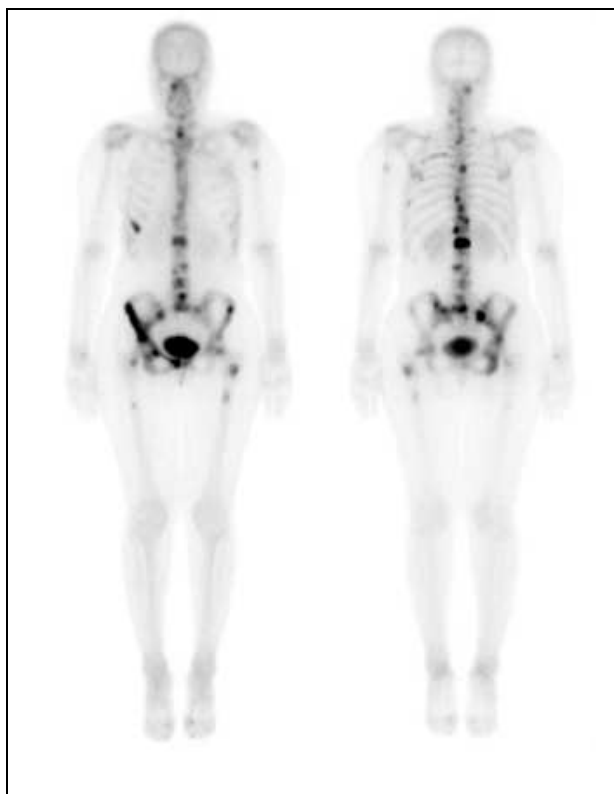


Figure 3. Image corps entier : scintigraphie osseuse ^{99m}Tc -MDP

3.3. Acquisitions dynamiques

Ce mode permet d'observer un organe en fonction selon la cinétique d'un traceur. Il consiste en la prise d'une série d'images d'une même zone dans le temps (Figure 11). Ces enregistrements permettent de suivre la cinétique du traceur dans une région donnée dite région d'intérêt (ROI) et d'en déduire des renseignements fonctionnels.

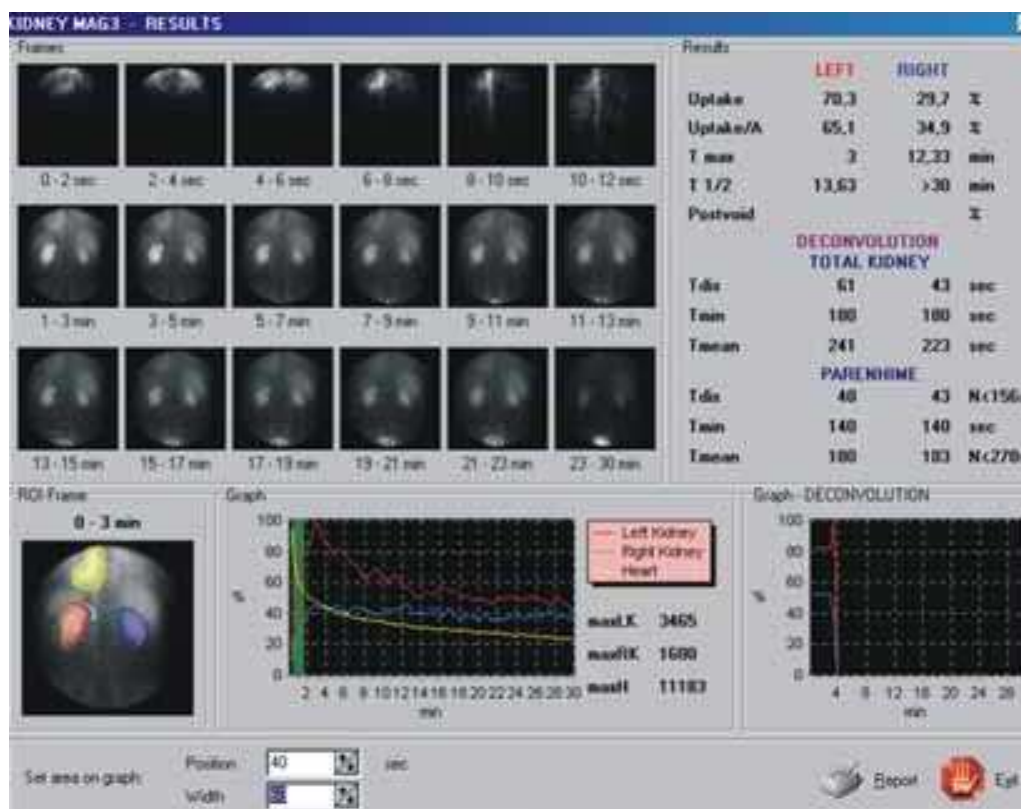


Figure 4. Scintigraphie dynamique de rein greffé. L'acquisition commence dès l'injection du traceur, diurique marqué au ^{99m}Tc , et dure 30 mn. On remarque l'activité croissante puis décroissante du rein qui permet le calcul de la clairance rénale (captation puis excrétion du traceur) et l'activité croissante de la vessie où le traceur excrété s'accumule.

3.4. Tomoscintigraphie SPECT (Acquisition et techniques de reconstruction tomographique)

L'imagerie SPECT ("Single Photon Emission Computed Tomography") est réalisable avec un, deux ou rarement trois détecteurs qui tournent autour du patient et fournissent des acquisitions scintigraphiques sous des incidences multiples. A partir de ces acquisitions, on reconstruit des coupes transversales dans la région explorée selon les techniques numériques de reconstruction.

Par rapport à la scintigraphie planaire, la tomoscintigraphie SPECT a l'avantage de localiser des lésions dans l'espace et de débrouiller le problème des superpositions ; elle est principalement utilisée pour la scintigraphie du myocarde (Figures 12).

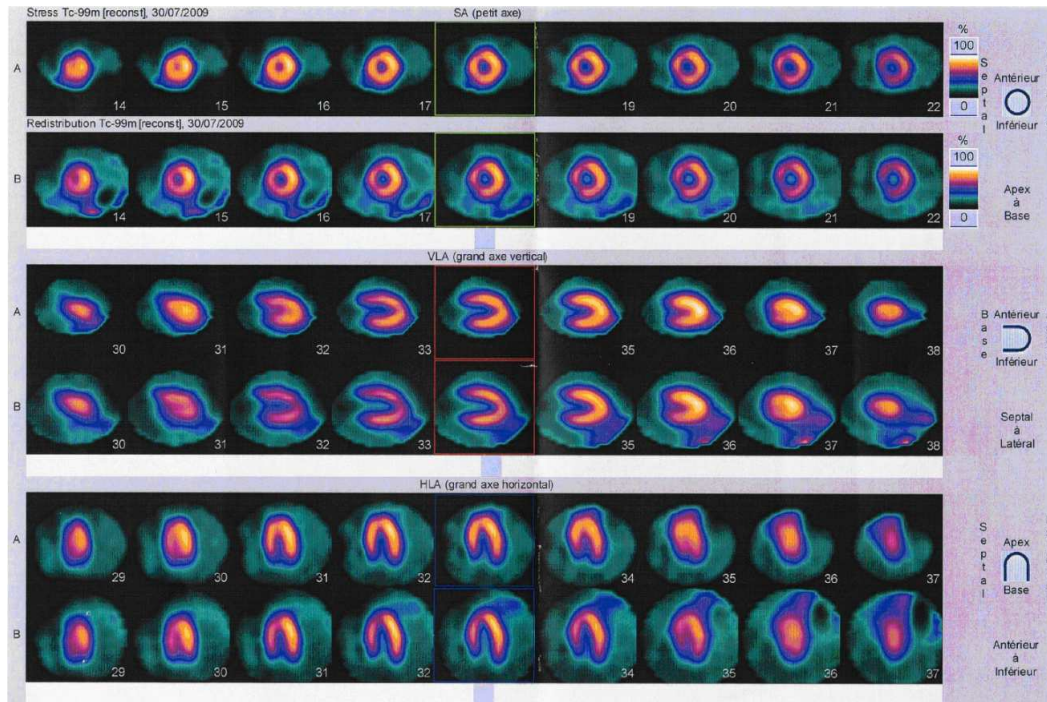


Figure 5. Tomo-scintigraphie du myocarde

3.5. Acquisitions dynamiques synchronisée à un signal biologique

Ce mode est très utilisé en scintigraphie cardiaque. Il permet de fournir des images scintigraphiques sur des intervalles réguliers (en général 16) d'un cycle cardiaque. Vu que le nombre de photons détectés sur un seizième de cycle est trop faible, on utilise l'artifice d'incrémenter sur la même image les photons arrivant pendant le même intervalle mais lors de cycles différents. La détection est synchronisée à un signal ECG. Le début de chaque cycle est signalé par l'onde R (Figure 13).

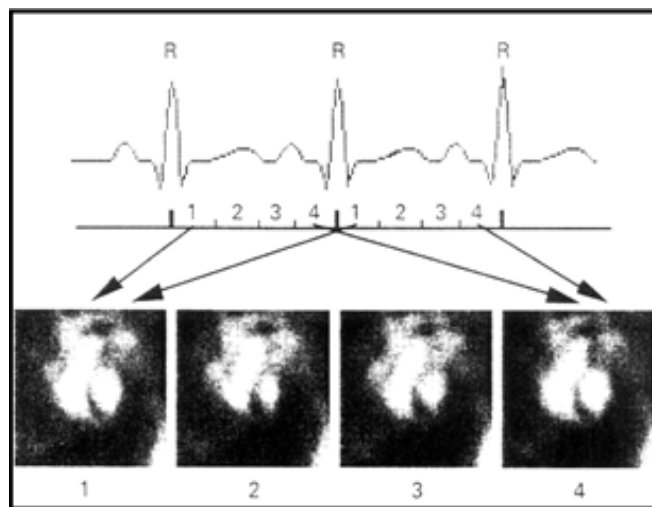


Figure 6. Acquisition synchronisée à l'ECG.

4. Caractéristiques et performances des gamma caméras

La multitude de transformations subit par l'information depuis l'interception des photons gamma, passant par leur transformation en photons lumineux, la conversion de ces photons en signaux électriques, le traitement de ces signaux, la sélection de ceux qui sont utiles et finissant par la reconstruction de l'image, fait que l'information originale est susceptible de subir des distorsions. Pour l'obtention d'images diagnostiquement optimales on est amené à fixer des paramètres de qualité, les évaluer et de les comparer à certaines accréditations.

4.1. La résolution spatiale intrinsèque à la gamma caméra

Elle est définie par la distance minimale séparant deux sources radioactives ponctuelles ou linéaires dont le détecteur fournit deux images distinctes. La cause principale de dégradation de la résolution spatiale est la fluctuation statistique de la distribution des photons lumineux entre les PM. Elle est mesurée par la largeur à mi-hauteur de la fonction de dispersion linéique fournie par une source linéaire de largeur 1 mm. Elle est de l'ordre de 3 à 4 mm.

4.2. La linéarité spatiale

Si les déflexions en X et en Y produites en sortie du détecteur ne varient pas linéairement avec la position de l'évènement produit dans le cristal, une distorsion géométrique apparaît. Cette distorsion est facilement mise en évidence, lorsqu'elle existe, en réalisant une image de sources linéaires rectilignes.

4.3. L'uniformité

Lorsque le cristal est soumis à un flux uniforme de rayonnement [[gamma]] (source plane homogène nommée "galette") l'image produite par un détecteur aussi parfait que possible présente des variations d'intensité répondant à des variations de taux de comptage de +/-10%. Des imperfections plus importantes peuvent être dues à un défaut de linéarité spatiale ou à une inégalité de réponse de l'analyse en amplitude en sortie des PM.

4.4. La résolution en énergie

Elle est définie par le rapport de la largeur à mi hauteur du pic d'absorption totale à la valeur de l'énergie du rayonnement incident ($\Delta E/E$). Sa dégradation provient d'une

augmentation des fluctuations statistiques sur la détermination de l'absorption par effet photo-électrique des photons incidents dans le volume de détecteur.

4.5. Taux de comptage

Lorsque le taux est très élevé, deux évènements trop rapprochés peuvent ne donner naissance qu'à une seule impulsion. L'énergie apparente peut alors dépasser les limites imposées par la fenêtre spectrométrique; en ce cas elle est rejetée. Il en résulte une perte de comptage d'autant plus importante que la fenêtre est étroite. Un compromis est généralement recherché en assurant un taux de comptage ne donnant pas lieu à une perte de plus de 20% sur la détection de l'activité.

4.6. Indexe de sensibilité

Il s'agit de la proportion du rayonnement $[[\gamma]]$ incident effectivement détectée par l'ensemble du détecteur dans son angle solide.

Les machines modernes sont toutes équipées de systèmes électroniques de correction visant à améliorer les caractéristiques intrinsèques des détecteurs.

L'évaluation de toutes ces performances passe généralement par des acquisitions sur des fantômes normalisés selon la norme NEMA ("National Electrical Manufacturer Association").

5. Source de dégradation des images scintigraphiques

Les dégradations des images scintigraphiques sont dues à des facteurs intrinsèques comme la collimation, l'efficacité du scintillateur et la largeur de la fenêtre énergétique, et à des facteurs extrinsèques comme les rayonnements diffusés, l'atténuation des rayonnements et le mouvement du patient.

5.1. Bruit de Poisson

Le bruit présent dans les projections est un bruit de Poisson : si le nombre de photons détectés dans un pixel sur l'ensemble des projections est de N , alors la variance attendue dans ce même pixel est de N . Les fluctuations statistiques observées dans les pixels de projections sont non corrélées spatialement. En revanche, les valeurs des pixels dans les images reconstruites sont corrélées spatialement. Ainsi, la variance calculée dans une région d'intérêt uniforme dans une coupe transaxiale n'est pas égale à N mais dépendra fortement de la taille

et de la forme de la région d'intérêt, et de l'algorithme de reconstruction tomographique [El Bitar Z., 2006]..

Deux catégories de méthodes proposent de résoudre le problème inverse de la reconstruction tomographique : les méthodes analytiques et les méthodes itératives. Ces différentes approches traitent de façon différente la présence du bruit de Poisson dans les projections acquises. Ces deux catégories seront présentées dans le paragraphe 6.

5.2. L'atténuation

Lorsqu'un faisceau de photons traverse la matière, le nombre de photons initialement présents dans le faisceau diminue : l'atténuation du faisceau désigne la perte de ces photons.

En conséquence, lorsqu'un faisceau de photons traverse un milieu d'épaisseur x (cm), le nombre de photons transmis I , ayant gardé la même direction, diminue.

Ce phénomène est appelé atténuation. La diminution du nombre de photons initial I_0 suit la loi d'atténuation exponentielle suivante :

$$I = I_0 \cdot e^{-\mu x} \quad (1)$$

Où μ est le coefficient d'atténuation linéique représentant la probabilité d'interaction d'un photon par unité de longueur et s'exprime en cm^{-1} [El Bitar Z., 2006].

La dégradation due à l'atténuation provient du fait que la source est dans l'organisme. En effet les photons émis sont atténués lors de leur traversée de certains compartiments de l'organisme. Ceci constitue un obstacle à une quantification précise et ceci est d'autant plus important que l'organe en question est profond.

L'atténuation est le facteur physique qui affecte le plus la quantification des images SPECT. Ce phénomène diminue le nombre de photons détectés dans les projections, ce qui dégrade le rapport signal-sur-bruit (PSNR).

L'atténuation produit une sous-estimation graduelle et progressive de la radioactivité du bord vers le centre de l'image (Figure 14), variant d'un facteur 5 jusqu'à un facteur 50 selon la taille du corps du patient et l'énergie des photons émis par le radiotraceur [Buvat, 1998].

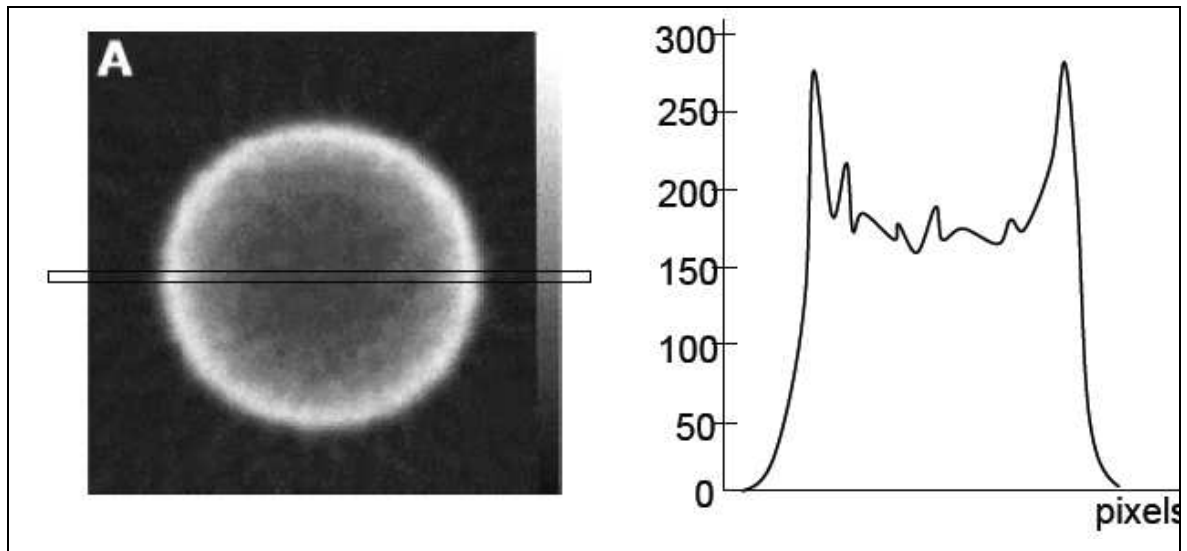


Figure 14. *Variation de l'estimation de radioactivité sur la reconstruction tomographique d'un cylindre homogène: le profil vertical a une forme concave.*

5.3. Rayonnement diffusé

Un photon peut subir une ou plusieurs diffusions Compton ou Rayleigh dans les différents milieux qu'il traverse entre son lieu d'émission et son lieu de détection.

La diffusion Compton (Figure 15.) conduit à la modification de la direction initiale du photon incident ainsi que de son énergie tandis que la diffusion Rayleigh ne modifie que la direction du photon incident. Dans les deux cas, les photons diffusés transportent une information erronée quant à la localisation de leur point d'émission.

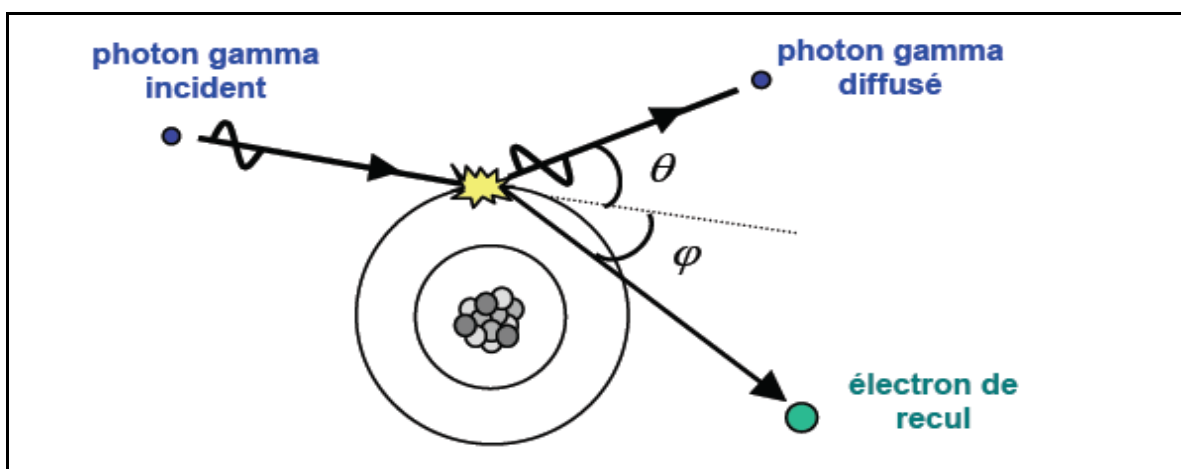


Figure 7. *La diffusion Compton*

La diffusion des photons par effet « Compton » au niveau du patient entraîne une dégradation des informations morphologiques et quantitatives contenues dans une image. Les techniques permettant d'atténuer les effets de la diffusion, se basent généralement sur une étude du spectre énergétique des photons détectés [Aurengo et al., 2001].

Dans [Buvat, 1998], les auteurs ont présenté des résultats montrant clairement que l'activité mesurée sur des images pulmonaires et des coupes cardiaques est fortement surestimée. Cette surestimation est imprévisible car elle dépend fortement de la configuration (volume et densité du milieu diffusant). La taille du patient et la région anatomique sont donc considérées. Les auteurs ont signalé aussi que les photons diffusés et mal positionnés, peuvent aussi entraîner des erreurs non négligeables lorsqu'on cherche à extraire des contours à partir des images, où lorsqu'on cherche à segmenter des objets par des techniques de seuillage.

5.4. Bruit de fond

En l'absence de source, le détecteur enregistre la présence d'évènement : il peut s'agir de rayonnement ambiants, d'éventuelles contaminations ou d'un bruit dû à une agitation thermique de photomultiplicateurs amplifiée par le système de détection. Le taux de détection en l'absence de source est appelé bruit de fond ou mouvement propre du détecteur ; il devrait être soustrait du taux de détection mesuré en présence de la source [Aurengo et al., 2001].

5.5. Les facteurs physiologiques

Un certain nombre de facteurs physiologiques contribue à réduire le nombre de photons détectés pendant une acquisition, et ce fait limite la quantification des images : il s'agit de facteurs associés aux caractéristiques du radiopharmaceutique (spécificité, biocinétique, **dose administrée**) et de facteurs relatifs au patient [Lazaro D., 2003].

Les radiotraceurs actuellement disponibles ne sont pas totalement spécifiques et se fixent de façon plus ou moins importante sur d'autres organes, créant une activité de fond. Par exemple, la fixation par le foie est très grande pour de nombreux radiotraceurs à cause de la fonction même de cet organe. Cette limitation a pour conséquence une perte de contraste et de statistique de détection. De plus, la dose pouvant être administrée au patient est limitée par une dose d'irradiation critique à ne pas dépasser.

Le temps d'acquisition constitue aussi un paramètre important : il est souvent fixé de façon à permettre d'acquérir une statistique suffisante pour obtenir des images de bonne qualité et en tenant compte de la tolérance du patient pendant l'examen. En effet, les

mouvements, qu'ils soient de nature physiologique (battements cardiaques, respiration,...) ou fortuite (mouvements du patient pendant l'examen), occasionnent un flou cinétique dans les images et peuvent créer des artefacts non négligeables pouvant ensuite gêner l'interprétation des images [Lazaro D., 2003].

6. Méthodes de reconstruction tomographique en SPECT

6.1. Principe

La tomographie par émission monophotonique permet de connaître la répartition de la radioactivité dans les trois dimensions de l'espace.

Au cours d'une acquisition tomographique, les têtes d'acquisition sont en rotation autour du sujet. Plusieurs dizaines d'images sont successivement acquises, chacune sous un angle différent (on parlera de *projections*). Les images obtenues sur les projections dépendent de la répartition du traceur dans l'organisme. Inversement, on veut savoir, connaissant les images projetées, quelle est la répartition du traceur.

La méthode la plus simple consiste à "rétroprojeter" l'activité mesurée dans chaque point des projections dans la direction de laquelle elle vient. Autrement dit, la rétroprojection consiste à remplir tous les pixels qui se trouvent sur le chemin du rayon avec une valeur égale à la valeur dans le pixel de la projection d'où il est parti. Là où se croisent les faisceaux rétroprojetés se situe la source d'activité, et les activités s'ajoutent (Figure 16).

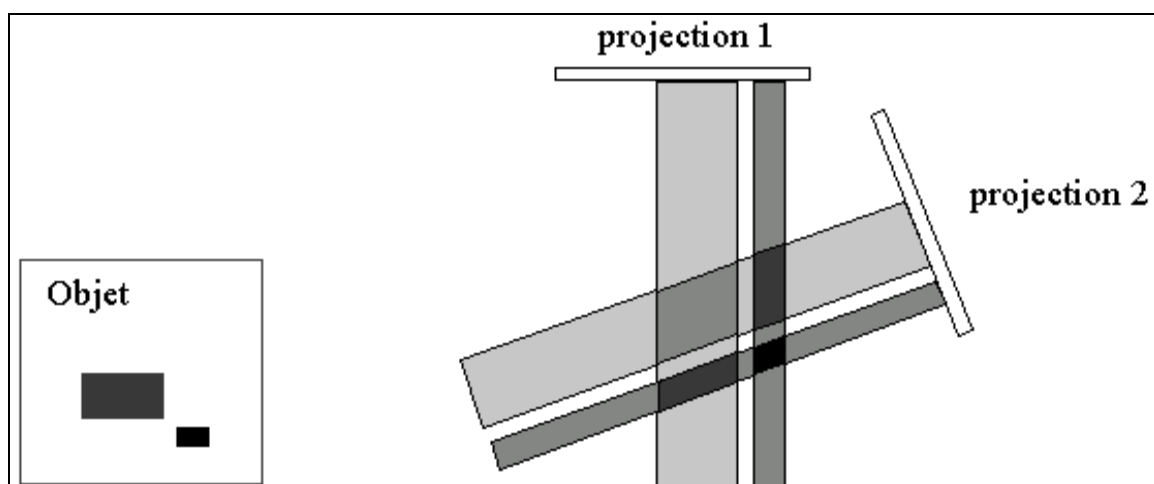


Figure 16. Reconstruction d'un objet comprenant plusieurs structures

La rétroprojection des raies crée des artefacts que l'on peut éliminer en appliquant des techniques de filtrage d'image et en augmentant le nombre de projections : un nombre infini de projections est théoriquement nécessaire pour reconstruire une image parfaitement semblable à l'objet. En pratique, on utilise au minimum 60 projections [Frenoux E., 2004].

6.2. Méthodes analytique : la rétroprojection des projections filtrées (RPF)

L'une des premières méthodes utilisées en clinique est la rétroprojection des projections filtrées [Bracewell et al., 1967]; jusque récemment, cette méthode était la plus courante. Chaque projection est divisée en un certain nombre de pixels. A chaque pixel est associée l'activité mesurée : une valeur entière qui peut varier de 0 à plusieurs milliers de coups détectés. On rétroprojette l'activité de chacun des pixels de toutes les projections. Si l'activité est intense dans un pixel, le rayon rétroprojeté correspondant est également de forte intensité. Chaque projection est successivement rétroprojetée et l'on ajoute ses valeurs à l'image en cours de reconstruction.

Les algorithmes de rétroprojection filtrée présentent l'avantage d'être rapides et faciles à implémenter ; ils ont toutefois l'inconvénient de ne pas parvenir à éliminer complètement les artefacts de reconstruction qui peuvent parfois être gênants [Dromigny-Badin A., 1998].

6.3. Méthodes itératives

Une autre technique de reconstruction tomographique, la reconstruction itérative, consiste à enchaîner un grand nombre de cycles de projections et rétroprojections à partir d'une image estimée initiale. Le processus est stoppé lorsque l'image reconstruite donne des projections semblables aux projections mesurées. Les méthodes itératives classiques utilisent des algorithmes d'optimisation tels que le maximum de probabilité ou le maximum a posteriori.

Ce type de méthode a été introduit par Shepp et Vardi, en 1982 [Shepp et al., 1982], puis amélioré en termes de rapidité par des algorithmes de type OS-EM (Ordered Subset Expectation Maximum) [Hudson H.M et al., 1994], et plus récemment par d'autres méthodes telles que celle proposée par LEE [Lee et al., 2003].

Les méthodes de reconstruction itératives sont de plus en plus utilisées en clinique, du fait qu'elles fournissent des images reconstruites de meilleure qualité [Mesina et al., 2003].

7. Méthodes de correction des images scintigraphiques

7.1. Correction des atténuations

L'atténuation des photons dégrade considérablement la qualité des images SPECT en introduisant des artefacts et des distorsions de l'image. Le facteur le plus important qui dégrade la résolution des images est la distance caméra malade. Le deuxième facteur important est l' due à la "self" absorption à l'intérieur du patient.

Le ^{99m}Tc , par exemple, a une couche de demi-atténuation (CDA) d'approximativement 4cm dans les tissus mous. Ce qui fait que plus l'organe exploré n'est profond moins le nombre d'émissions qui atteignent la caméra est important. Ces pertes par "self" atténuation doivent être corrigées pendant la reconstruction de l'image [Buvat et al., 1999] [Rusinek 1995] [Zanzonico et al., 1995]. Pour les gamma caméras mono et double tête on ne peut procéder qu'à une correction soft en utilisant généralement les méthodes de Sorensen ou de Chang [Buvat et al., 1998] [El Fakhri et al., 2000].

En effet, la méthode de Chang [Chang 1978] permet de corriger l'effet de l'atténuation à partir des données déjà reconstruites : il s'agit d'une post-correction. C'est ainsi la méthode la plus communément utilisée et disponible sur de nombreux équipements cliniques.

Cette méthode consiste à :

Estimer, à partir d'une cartographie des coefficients d'atténuation, l'atténuation moyenne subie en chaque point de l'image.

Puis, à calculer en chaque pixel de l'image un coefficient d'atténuation moyen $A(x,y)$ qui est égal à :

$$A(x, y) = \frac{1}{p} \sum_{j=1}^p \exp \left(- \sum 1_{ij} \mu_i \right) \quad (2)$$

- où 1_{ij} est l'indicatrice de tous les pixels de l'image situés sur la ligne passant par le point (x,y) et orientée dans la direction de l'axe de la j ème projection. L'indice i indique tous les pixels de l'image traversés par cette ligne entre le point (x,y) et le détecteur, et μ_i indique le coefficient d'atténuation en chacun de ces points.
- Enfin, à partir de ces coefficients $A(x,y)$, on corrige en atténuation l'image \hat{f} obtenue après reconstruction tomographique, on en déduit ainsi l'image corrigée \hat{f}_{corr} :

$$f_{\text{corr}}(\mathbf{x}, \mathbf{y}) = \frac{\tilde{f}(\mathbf{x}, \mathbf{y})}{A(\mathbf{x}, \mathbf{y})} \quad (3)$$

Toutefois, il est nécessaire de connaître les coefficients d'atténuation en tout point de l'image. En pratique, cette carte d'atténuation non-uniforme peut être estimée en réalisant une acquisition en transmission à l'aide d'une source externe, juste après ou avant l'acquisition habituelle en émission.

Pour le ^{99m}Tc , on choisit habituellement comme coefficient d'atténuation moyen celui de l'eau à 140keV à savoir $\mu = 0.15\text{cm}^{-1}$.

Cependant, la méthode de Sorensen corrige l'atténuation en utilisant un contour de corps tiré d'adapter une ellipse au contour du patient vu sur les données d'émission [Sayed et al., 2008].

Ainsi, la méthode de correction de l'atténuation de Chang fonctionne mieux en comparaison de la méthode de Sorensen en termes de linéarité en coups mesurés dans les régions chaudes. Tandis, la méthode de Chang est sensible aux valeurs de coefficient d'atténuation linéaire et donne également des valeurs d'écart type plus élevées notamment dans les petites régions chaudes de densité de comptage par rapport à la méthode de Sorensen [Sayed et al., 2008].

Pour les triples têtes on ajoute une source radioactive externe et on enregistre les données d'émission à l'aide de deux têtes et les données de transmission à l'aide de la troisième afin de cartographier les taux d'atténuation pour les différentes régions [Gilland et al., 1998]. De nouvelles gamma cameras réalisent parallèlement à la SPECT une CT [Gremy et al., 1977].

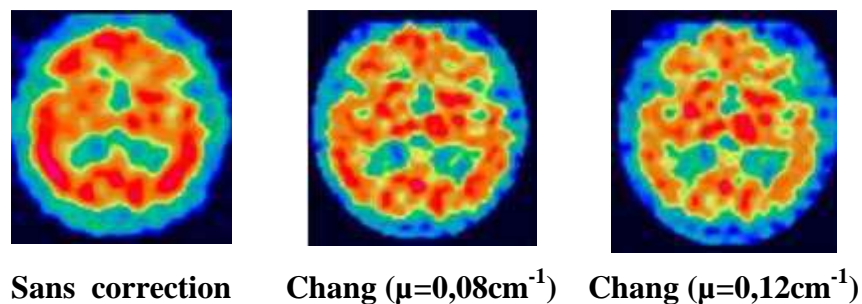


Figure 8. *Correction d'atténuation de Chang*

Ainsi la correction de l'atténuation est une étape fondamentale pour réduire les biais quantitatifs dans les images reconstruites. En tomographie cardiaque, la correction d'atténuation (algorithme itératif de Chang) permet la restauration de l'uniformité de la distribution ventriculaire gauche [Buvat et al., 1998].

7.2. Correction des pertes de résolution avec la profondeur

Il est certain que la résolution spatiale diminue lorsque la distance source – détecteur augmente. Ceci donne pour une source ponctuelle une image gaussienne. Plus la source s'éloigne du détecteur plus la gaussienne s'aplatie (Figure 18).

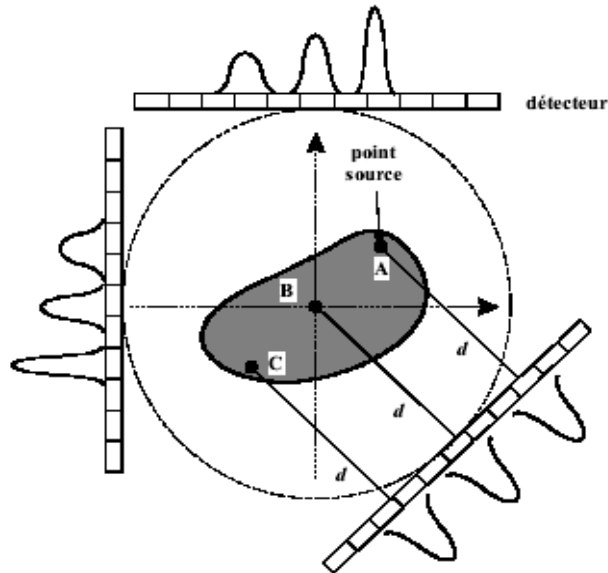


Figure 18. Perte de résolution avec la distance pour les projections de sources ponctuelles.

La méthode de correction communément utilisée consiste à modéliser la perte de résolution avec la profondeur dans les opérateurs de projection et de rétroprojection à chaque itération lors de la reconstruction pour les méthodes itératives [Buvat et al., 1999] [Kohli et al., 1998] [Rusinek 1995].

7.3. Correction de la diffusion

Le spectre d'une source gamma est la superposition d'un spectre de diffusion Compton et un pic photoélectrique (Figure 19). La présence de ces photons de diffusion ne peut pas être totalement corrigée par la spectrométrie du détecteur et le collimateur de la Gamma-caméra. Ainsi, le rayonnement diffusé provoque des erreurs importantes et préjudiciables à la quantification.

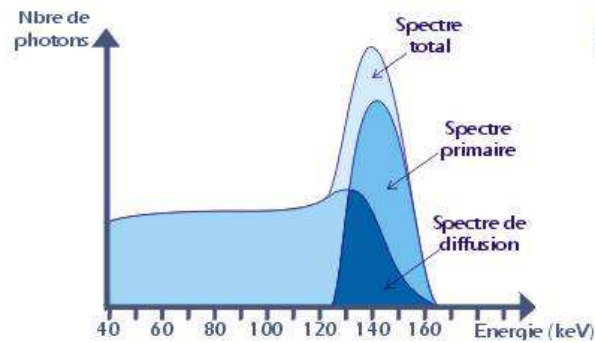


Figure 19. *Décomposition du spectre d'une source gamma*

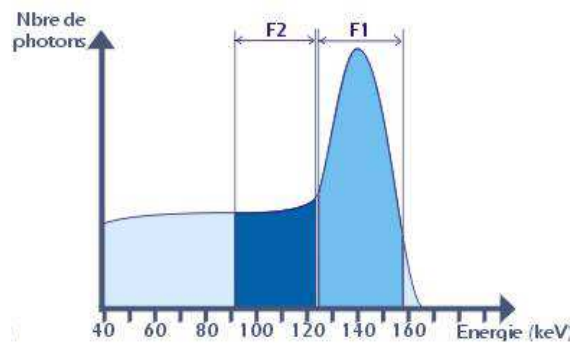


Figure 20. *Acquisition double fenêtre*

Différentes méthodes ont été proposées [Buvat et al., 1999] [Jaszczak 1984] [Rusinek 1995]. Certaines d'entre elles, consistent à estimer le rayonnement diffusé et à le corriger à chaque itération. D'autres, plus simples consistent à le corriger directement à partir du spectre des photons détectés en soustrayant l'image obtenue dans la fenêtre de diffusion F2 de l'image obtenue dans la fenêtre primaire F1 (Figure 20) : Méthode RPF.

$$\text{Image corrigée} = \text{Image}[F1] - 0.5 \text{ Image}[F2]$$

Deux stratégies de correction de la diffusion sont globalement employées: la première, dont on trouvera une revue dans [Buvat et al., 1994] et [Buvat 1996], consiste à éliminer les photons diffusés des projections acquises, durant l'acquisition ou après l'acquisition par soustraction des photons diffusés sur les projections, tandis que la deuxième approche consiste à repositionner les photons diffusés. C'est-à-dire à estimer leur lieu d'émission réel [Rica C., 1996].

7.4. Mouvement du patient

Etant donnée la durée de certaines catégories d'acquisition, le mouvement du patient est un facteur inévitable. Ceci constitue un problème considérable en tomoscintigraphie. L'altération de l'image finale dépend de :

- La durée du mouvement (>13mn → anormalités quantitatives)
- Le genre du mouvement (Axial ou latéral)
- La date du mouvement (Au début, à la fin ou à mi-acquisition)
- Le type de caméra (mono tête, double tête ou triple tête)

Il y a plusieurs méthodes de calcul du mouvement (Figure 21), la plus utilisée en scintigraphie myocardique est le traçage du sinogramme. En effet si on somme les lignes de chaque projection sur la zone cardiaque, on obtient une série de profils unidimensionnels permettant de calculer le déplacement horizontal du cœur d'une projection à l'autre, d'en préciser l'écart par rapport à la sinusoïde théorique et d'appliquer une éventuelle correction [Gremillet, 1977] [Zanzonico et al., 1995]

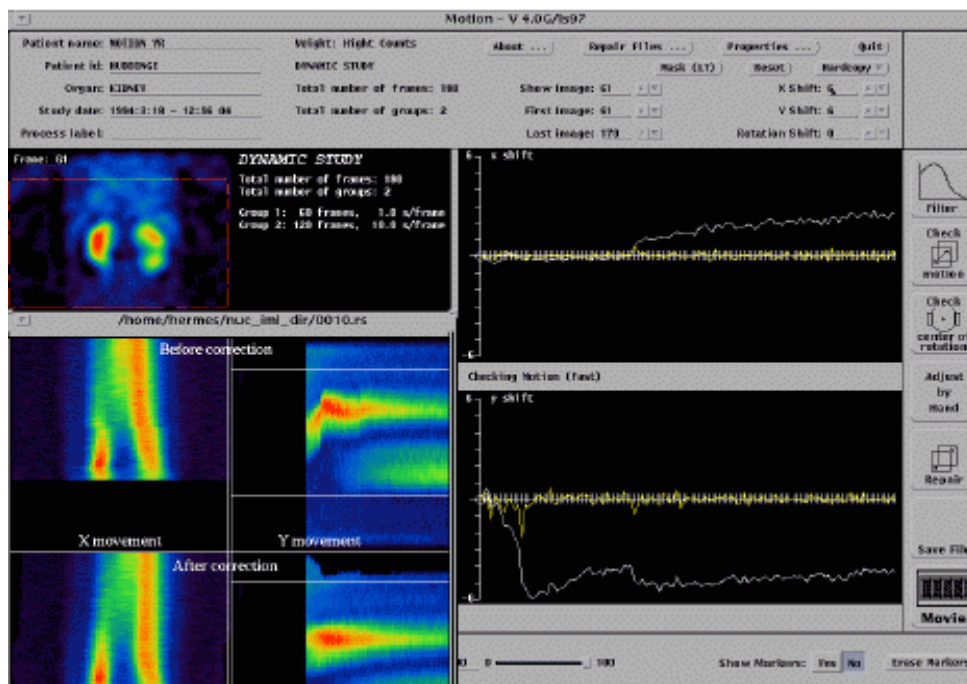


Figure 21. Correction des mouvements de translation et de rotation lors d'une acquisition dynamique (scintigraphie rénale).

8. Les méthodes de restaurations d'images

Le filtrage est un prétraitement dont le rôle est d'améliorer la qualité d'image, son objectif est en premier lieu de faciliter l'interprétation visuelle, et en deuxième lieu d'augmenter l'efficacité de méthodes appliquées ultérieurement.

Au début, les filtres linéaires ont été dominants dans le domaine de filtrage mais ce type montre son inefficacité pour quelques types de bruit et surtout le bruit impulsif. En général on obtient des meilleures performances en faisant appel à des filtres non linéaires qui constituent la classe la plus importante dans le domaine de filtrage et de débruitage des images numériques.

Ainsi, dans ce qui suit nous aborderons l'état de l'art des différentes méthodes de restaurations d'images.

8.1. Méthodes ponctuelles (pixeliques)

Nous aborderons dans cette section les relations entre pixels dans les images numériques afin d'étudier des divers algorithmes de traitement d'images comprenant des opérations entre pixels voisins (Figure 22).

La connexité de deux pixels est une notion importante pour détecter la frontière entre les pixels formant l'objet dans une image. On parle de deux pixels connexes (appartenant au même objet) s'ils satisfont de deux critères [Desachy 2001] :

- La similarité : par exemple ont le même niveau de gris.
- Ils sont voisins.

8.1.1. Voisinage d'un pixel

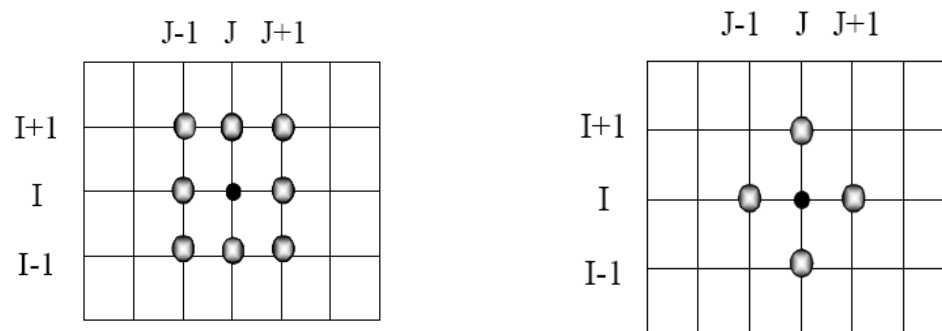


Figure 9. Voisinage d'un pixel

Le pixel $I(x,y)$ possède quatre voisinage horizontaux et verticaux. Si on suppose que le pixel est un carré élémentaire, les pixels en coté commun avec $I(x,y)$ sont appelés les 4 -

voisinages de $I(x,y)$. aussi $I(x,y)$ contient quatre voisins diagonaux ce qu'on appelle 8-voisinages. Ces derniers forment une fenêtre de 3×3 du pixel $I(x,y)$ et on l'appelle 8-adjacents de $I(x,y)$ [Desachy 2001].

8.1.2. Connexité

La connexité est la notion de liaison entre deux pixels qui appartiennent à la même région dans une image. En supposant que deux pixels P et Q qui vérifient un certain critère de similarité, on peut définir plusieurs types de connexité [Desachy 2001] :

- ✓ 4-connexité : les deux pixels sont deux voisins tels que Q est des 4-voisins de P.
- ✓ 8-connexité : les deux pixels sont deux voisins tels que Q est des 8-voisins de P.
- ✓ Connexité mixte : soit P et Q sont 4-voisins, ou bien P et Q sont voisins diagonaux et aucun de 4-voisins communs a P et Q ne sont 4-connexes

8.2. Méthodes de filtrages

8.2.1. Filtrage linéaire

Les filtres linéaires sont des filtres plus simples et plus facile à implémenter, dans la littérature plusieurs filtres de type pass-bas sont utilisés dans le domaine de filtrage d'images.

Il existe de nombreux filtres de types passe-bas généralement utilisés pour le lissage des images [Tabisa, 1998].

Le principe de filtre linéaire est de remplacer la luminance du pixel par une combinaison linéaire des luminances des pixels voisins. Cette combinaison linéaire est représentée par un masque [Cochard, 1998].

En général, on choisi un filtre de taille impaire pour définir le centre du filtre [Bruehl, 2001]. Par conséquence, ces filtres sont remplacés par des techniques de filtrage non linéaire qui sont plus performants dans les applications de débruitage et de localisation de contours [Tabisa, 1998]

Parmi les filtres linéaires, 3 sont les plus utilisés :

- ✓ Filtres passe-bas pour lissage : ils sont utilisés pour atténuer les détails de l'image comme le bord, les caractéristiques particulières. Le résultat de ce filtre sera une image brouillée.

- ✓ Filtre bass-haut : contrairement aux filtres bass-bas ces filtres sont utilisés pour atténuer les caractéristiques neutres ou mettre en évidence les caractéristiques qui tranchent.
- ✓ Filtre bass-bande : ils ne sont pas très utilisables pour le rehaussement des images, mais ils sont très utilisés dans les applications de restauration des images.

On peut obtenir des filtres linéaires optimaux lorsqu'on minimise le critère quadratique. On montre alors que ce type de filtre admet des résultats performants dans le domaine de réduction de bruit et surtout dans le cas d'un bruit gaussien. Ceci constitue une limitation du filtre linéaire car la plupart du bruit dans les images naturelles n'est pas toujours de type gaussien. Au contraire la plupart de bruit existant est toujours implusionnel ou très concentré. D'une autre part, les filtres linéaires ont un autre inconvénient dans le cas du traitement d'une discontinuité (par exemple frontière entre deux régions). Ils ont tendance à lisser les transitions en donnant un effet flou sur les bords de l'image et rendre délicat l'extraction et la localisation des contours.

Par conséquent, ce type de filtre est remplacé par le filtre non linéaire caractérisé par ces performances dans le domaine de réduction de bruit avec préservation et localisation de contour.

Comme définition, Le filtrage linéaire implique que la transformation d'un pixel est le résultat d'une combinaison linéaire des valeurs des pixels voisins. Soit $g(x, y)$ le résultat du traitement de l'image d'origine $f(x, y)$ par un traitement :

On peut écrire (image traitée = Transformée (image d'origine)).

$$g(x, y) = T [f(x, y)] \quad (4)$$

Où T est un opérateur défini sur un certain voisinage de $f(x, y)$.

Le traitement T peut être défini par exemple dans une fenêtre carrée (ou rectangulaire) centrée en un point (x, y) . Le déplacement de cette fenêtre entraîne en même temps le déplacement de son centre d'un pixel à un autre et ce ci en parcourant l'image de gauche à droite et de bas en haut. La valeur du pixel (x, y) de l'image de départ $f(x, y)$ sur laquelle est centrée la fenêtre est modifiée en tenant compte des coefficients dans la fenêtre. Le résultat est la valeur $g(x, y)$ de l'image résultat en ce point. Les coefficients dans la fenêtre sont choisis pour détecter une propriété particulière dans l'image.

$$g(x, y) = \begin{bmatrix} w_1 f(x-1, y-1) & w_2 f(x, y-1) & w_3 f(x+1, y-1) \\ w_4 f(x-1, y) & w_5 f(x, y) & w_6 f(x+1, y) \\ w_7 f(x-1, y+1) & w_8 f(x, y+1) & w_9 f(x+1, y+1) \end{bmatrix} \quad (5)$$

Les w_i sont les coefficients du masque (ou fenêtre de filtrage).

Très récemment, une méthode de filtrage adaptatif a été publiée, s'adressant au bruit poissonnien. La méthode est nommée méthode de Pixon [Vija et al., 2005]. C'est une méthode adaptative de filtrage spatial, originalement développées pour des images astronomiques. La méthode est a été comparée avec d'autres méthodes couramment utilisées (Maximisation de la probabilité ML, Maximisation de l'entropie ...) et a prouvé sa supériorité. La méthode a été ensuite appliquée sur des images issues d'une scintigraphie planaire. Dans ce cas, la méthode consiste en deux étapes.

Dans la première étape, pour chaque point de l'image, on cherche le facteur de lissage maximum autorisé, permettant de trouver un compromis entre la suppression du bruit et le non ajout d'artéfacts dans l'image. Une carte spécifiant le degré de lissage à appliquer dans chaque position est alors générée : c'est la carte Pixon. En seconde étape, l'image est filtrée sous contrôle de la carte Pixon.

La plupart des filtres linéaires classiques d'image numérique sont de basses fréquences. Elles tendent à brouiller les bords et à détruire des lignes et d'autres détails fins de l'image. Ces observations ont mené les chercheurs à l'utilisation des techniques de filtrage non linéaires.

8.2.2. Filtrage non-linéaire

La famille des filtres non linéaires est très vaste. Ce type de filtre regroupe les filtres morphologiques, les filtres homomorphiques, les filtres basés sur l'approche markovienne [Tabisa 1998], les filtres d'ordre, les filtres rationnels, les filtres polynomiales etc.

Les filtres non linéaires se répartissent en diverses familles de filtres chacune peut être très efficace pour une application et médiocre pour une autre. Par exemple la famille de filtre morphologique est utilisée pour l'imagerie médicale. La famille de filtre homomorphiques est adapté pour le rehaussement de contraste avec réduction de bruit multiplicatif.

Le filtrage non linéaire implique que la transformation d'un pixel est le résultat d'une combinaison non linéaire des valeurs des pixels voisins. L'un des plus célèbres et le plus connu filtre non linéaire est le filtre médian.

Son processus de filtrage est le suivant : pour chaque pixel de l'image, on va classer les pixels voisins du pixel courant (compris dans la fenêtre) par des valeurs croissantes (ou décroissantes).

Nous prenons la valeur médiane des pixels classés et on l'affecte au pixel courant. Ce filtre est efficace surtout lorsque l'image est dégradée par un bruit impulsif. Le filtre médian est non linéaire c'est à dire que : Ce dernier est utile pour enlever des pixels isolés tout en préservant la résolution spatiale.

Toutefois, ce filtre est inefficace sur le bruit gaussien. En plus, il est inefficace quand le nombre de pixels bruités est supérieur à la moitié du nombre de pixels dans la fenêtre (image très bruitée).

En 1982, Cole et al. [Cole et al., 1982] ont évalué l'effet d'une famille de filtres sur la détectabilité de petites surfaces faiblement radioactives situés dans des régions de fond hautement radioactives (zones froides dans une zone chaude). Ce type de lésions est extrêmement difficile à détecter puisque les zones chaudes tendent à se fermer sur les zones froides, ce qui cause une disparition de celles-ci. Les images qui ont été utilisées sont des images fantômes pour la simplicité de changer la taille et la localisation des lésions.

Une multitude de méthodes ont été utilisées incluant le rehaussement de contraste, les filtres à réponse impulsionnelle finie et infinie (RIF et RII), la fonction de transfert de modulation (MTF), les filtres homomorphiques et le filtre médian.

Les auteurs ont pu montrer à l'aide d'une évaluation objective que le filtre médian et les filtres de rehaussement de contraste ne sont pas conseillés pour améliorer la détectabilité des petites lésions. Les filtres RIF et RII et la MTF et les filtres de rehaussement de contour ont réussi à aider à détecter les lésions.

Finalement, tous les filtres que nous venons de citer sont stationnaires et non adaptatifs : le filtrage est appliqué de la même façon sur tous les points de l'image sans tenir compte du niveau du bruit et de la distribution des photons. Les filtres adaptatifs et non stationnaires ont été alors proposés.

8.2.3. Filtrage fréquentiel

La méthode de filtrage fréquentiel traite tous les pixels au même temps, contrairement aux méthodes précédentes qui traitent les pixels uns à un, en tenant compte ou non de son voisinage.

Le principe du filtrage en fréquences d'une image consiste à prendre la TF de l'image à filtrer, multiplier le spectre obtenu par la fonction de transfert du filtre, puis prendre la Transformée de Fourier (TF) inverse pour produire l'image filtrée. Le lissage par réduction du contenu hautes fréquences ou le rehaussement de contours par augmentation des composantes hautes fréquences vis à vis des basses fréquences proviennent de concept directement reliés à la transformée de Fourier. En fait, l'idée de filtrage linéaire est beaucoup plus intuitive dans le domaine fréquentiel. En pratique, les masques spatiaux sont utilisés beaucoup plus que la TF du fait de leur simplicité d'implémentation et de leur rapidité. Mais la compréhension des phénomènes dans le domaine fréquentiel est indispensable pour résoudre des problèmes difficilement appréhendables avec des techniques spatiales [Vézien, 2011].

Ainsi, les filtres spectraux les plus utilisés sont les filtres passe haut, passe bande, passe bas, le filtre de Hadamard et le filtre de Butterworth. En fait, le filtre de Hadamard a été utilisé a été utilisé par Brown et al [Brown et al., 1971] pour rehausser les images fantômes.

Dans leur travail, Pandey et al. [Pandey et al., 2004] se sont intéressés à l'étude d'une multitude de filtres spectraux appliqués sur les images SPECT. Les auteurs ont déduit que la plupart des filtres permettant à l'utilisateur de contrôler le degré de suppression des hautes fréquences à l'aide des paramètres dont les deux plus importants sont : la fréquence de coupure et 'l'ordre' ou la 'puissance' du filtre. Plus l'ordre est grand, plus le lissage est fort. La fréquence de coupure détermine comment le filtre va traiter le bruit et la résolution de l'image. Dans la routine clinique, ces filtres sont utilisés avec des paramètres par défaut. Plusieurs auteurs ont montré que la détectabilité des lésions peut être significativement affectée par le choix du filtre et particulièrement par le choix de la fréquence de coupure ;

Parmi les filtres spectraux nous pouvons citer les filtres de Metz, Ramp, Hanning, Butterworth..., Ainsi le filtre de Metz a été préféré, suite à une évaluation des résultats de ces filtres par des médecins nucléaires, mais pas avec ses paramètres par défaut.

8.2.4. Filtrage de Wiener

Le filtre de Wiener est un filtre linéaire largement utilisé pour réduire le bruit des images scintigraphiques [Marc, 2003]. Il a été notamment introduit pour restaurer des images qui ont été dégradées par l'ajout d'un bruit aléatoire [Doherty et al., 1983].

Ce filtre a deux types d'implémentation, l'un dans le domaine fréquentiel de type filtrage de Wiener et l'autre dans le domaine spatial (temps). Ils sont généralement dérivés dans le sens de réduire au minimum l'erreur quadratique moyenne (MSE) entre l'image bruitée et désirée

(originale) sur l'image. Cependant, les deux implémentations sont évidemment différentes, offrant des performances différentes, même pour un cas idéal où les deux images originales et bruitées sont connues [Furuya et al., 2009].

Ainsi, le but de filtre de Wiener est de trouver l'image \hat{f} avec un minimum d'erreur quadratique moyenne e^2 entre l'image originale f et l'image restaurée \hat{f} où $E\{\}$ représente la valeur attendue.

$$e^2 = E(f - \hat{f})^2 \quad (6)$$

L'utilité du filtre de Wiener a été reconnue, il était comparé au filtre inverse et géométrique. [Aubert et al., 2006]

8.3. Méthodes à base de multi-résolution

Les techniques multirésolutions ont montré leur efficacité aussi bien dans la diminution du temps de calcul que pour l'amélioration de la qualité des images médicales.

Ainsi, dans leur travail [Féraud et al., 1993] l'analyse multirésolution est obtenue par décomposition en ondelettes biorthogonales successives, qui fournissent à chaque niveau de résolutions des composantes basses et hautes fréquences de l'image. Au début, seule la restauration des sous-images de basses fréquences est considérée. Il est par la suite montré qu'un traitement complémentaire de la composante haute fréquence augmente la qualité des résultats.

Dans leur travail, Franquiz et al. [Franquiz et al., 1998] ont proposé une méthode basée sur la multi-résolution pour la restauration de projections SPECT cardiaques. Des projections originales ont été décomposées en un ensemble d'images de fréquence de sous-bande en utilisant des fonctions d'analyse localisées à la fois dans l'espace et dans le domaine fréquentiel.

Cette représentation permet un débruitage simple et une procédure de restauration en éliminant les canaux à haute fréquence et l'inversion est effectuée seulement dans les basses fréquences. La méthode a été évaluée dans les reconstructions œil de bœuf d'un fantôme thoracique cardiaque réaliste. Les deux méthodes de restauration lorsqu'il est combiné avec une correction d'atténuation ont compensé cet artefact et ont donné des cartes polaires uniformes semblables à celle de la norme de référence. Il n'y avait aucune différence visuelle ou quantitative entre la performance de filtrage de Metz et la restauration multi-résolution. Toutefois, le principal avantage de la méthode multi-résolution, est qu'elle énonce une approche plus concise et simple au problème de la restauration.

Les méthodes multi-résolution ne nécessitent pas d'information sur l'image objet où des processus d'optimisation, comme avec les filtres conventionnels de restauration en médecine nucléaire. En plus, la méthode est facile à implémenter en utilisant les techniques DFT et peut être potentiellement étendu aux problèmes de restauration non itérative invariante par un déplacement spatial en SPECT.

Ils ont ensuite développé une procédure de restauration alternative basée sur le débruitage multi-résolution et un algorithme de régularisation. Ainsi, leur hypothèse est que cette représentation conduit à une restauration plus simple et automatique que les filtres conventionnels. Le principal objectif de cette recherche est le développement et l'évaluation de l'algorithme multirésolution pour compenser le débordement de l'artefact du foie [Franquiz 1997]. Cet algorithme de multirésolution décompose les projections SPECT originaux dans un ensemble d'images de sous-bande fréquentielle. Cela permet un débruitage simple et une procédure de régularisation en rejetant les chaînes de haute fréquence et en effectuant l'inversion seulement dans les basses et intermédiaires fréquences.

Les résultats de fantôme cardiaque ont démontré que l'algorithme de multirésolution a compensé les artefacts de foie, a donné des cartes polaires uniformes et d'améliorer considérablement la précision dans le calcul de la taille par défaut du myocarde.

La procédure n'exige pas d'intervention de l'opérateur et peut être facilement mis en œuvre dans le cadre clinique en utilisant des techniques de transformée de Fourier.

Enfin, l'extension de cette méthode de multi-résolution à d'autres procédures SPECT est recommandée.

Pour les systèmes d'imagerie photonique, les travaux de [Jammal et al., 1999] représentent une nouvelle procédure de restauration d'images multi-échelle. Elle consiste à séparer dans le domaine des ondelettes les points de données qui appartiennent à des structures de celles qui sont dues à l'environnement bruyant. Ces dernières sont remplacées par des coefficients obtenus par l'introduction d'une contrainte de régularité multirésolutionnaire. L'image restaurée représente donc un compromis entre la fidélité aux données et la fidélité à la connaissance à priori de la régularité de la solution. La performance de cette méthode est évaluée sur des scintigraphies thyroïdiennes.

Dans leur travail publié en 1997, Albert et al [Albert et al., 1997] ont proposé une méthode régularisée pour l'extraction des coefficients d'ondelettes significatifs dans le cadre de l'algorithme multirésolution de Mallat. En effet, les méthodes de filtrage par ondelettes utilisées en imagerie astronomique consistent à éliminer les coefficients non significatifs en les forçant à zéro. Ainsi, des artefacts peuvent alors apparaître lorsque les seuils sont élevés

dans le cas d'une transformée en ondelettes non redondante. Afin de restaurer les coefficients seuillés, ils ont introduit une contrainte de régularisation de Tikhonov multirésolution tout en montrant qu'il est possible de supprimer les effets de bloc introduit par les méthodes de filtrage et de compression basées sur la transformée de Haar.

Dans un autre travail publié en 1999 [Jammal et al., 1999] l'algorithme a été amélioré par l'introduction de la fonction d'étalement comme contrainte supplémentaire pour la reconstruction des coefficients en ondelette et par le choix de la contrainte de régularisation dans l'espace objet.

En 2004, Jammal et al. [Jammal et al., 2004] ont développé et analysé une nouvelle méthode de restauration régularisée à base d'ondelette qui permet d'éliminer le bruit de photon.

Ce nouveau cadre présente les deux principaux avantages suivants: En premier lieu, il attribue une nouvelle valeur aux coefficients d'ondelettes non significatifs qui réduit les artefacts et permet l'incorporation d'une information préalable réaliste dans le processus d'estimation et en deuxième lieu, il est basé sur un processus de détection local avec une mesure de la signification des structures détectées. Son potentiel pour améliorer l'imagerie en médecine nucléaire est examiné.

9. Conclusion

Dans ce chapitre différents facteurs limitant la qualité de l'image scintigraphique sont exposés et discutés. Dans l'univers de l'imagerie médicale, la scintigraphie représente une importante technique diagnostique. En effet, malgré des insuffisances au niveau de la qualité des images, elle permet une exploration de la fonctionnalité de structures anatomiques. Les améliorations des performances de la technique sont envisagées à plusieurs niveaux.

Les méthodes, qui visent à compenser les effets des phénomènes physiques dégradant l'image que sont l'atténuation, la diffusion et la variabilité de la réponse spatiale du détecteur, sont nécessaires pour fournir des images précises quantitativement.

Les systèmes d'acquisition, eux aussi, ne cessent de se multiplier avec l'apparition de nouvelles cartes d'interfaces et de nouveaux logiciels d'acquisition et de traitement.

CHAPITRE 2

MODÉLISATION DE L'ACQUISITION ET CONCEPTION DE FANTÔMES

1. Introduction

La médecine nucléaire suggère d'observer in-vivo le métabolisme d'un radio-pharmaceutique au sein d'un organe cible. Ainsi, il s'agit d'une technique qui consiste à réaliser des "cartographies de radioactivité" représentatives de l'état de fonctionnement d'un organe.

Cependant, les images scintigraphiques sont de qualité très médiocre à causes de plusieurs sources de dégradation tels que le bruit poissonien du processus d'émission radioactif, la diffusion des photons gamma dans les différents milieux traversés, l'atténuation du faisceau de photons gamma dans les tissus biologique, la non uniformité de la réponse impulsionnelle de la caméra gamma et la mauvaise résolution tant spatiale qu'énergétique du détecteur gamma. Par la suite, l'ensemble de ces défauts empêche de détecter correctement les éventuelles zones hétérogènes de petites tailles.

L'adoption de modalité d'acquisition in-vitro permet d'évaluer les performances des gamma caméras. Ceci passe par l'utilisation de fantômes qui ont pour rôle, en plus du contrôle qualité en scintigraphie, de simuler certaines situations pathologiques en simulant les différentes possibilités de variabilité de l'activité illustrées sur les images scintigraphiques. Notre contribution consiste donc à mettre en œuvre des méthodes de conception et d'élaboration de fantômes permettant l'interprétation des images scintigraphiques.

Dans ce chapitre, nous justifierons notre choix de travailler sur des fantômes, ainsi nous détaillerons le protocole de conception de ces fantômes. Après une description des différents types de ces fantômes, nous nous intéresserons au cas clinique ainsi qu'aux fantômes simulés. Enfin, nous nous intéressons à la modélisation du bruit dans la chaîne d'acquisition des images scintigraphiques afin de trouver la méthode de restauration adéquate. Ainsi, nous abordons les principales dégradations subies par ces images.

2. Pourquoi les fantômes ?

Pour estimer le traitement des images, il nous faut une référence (un standard) qui ne peut pas être le patient mais un fantôme.

En médecine nucléaire, les radioéléments sont utilisés à des fins diagnostiques ou thérapeutiques. En fait, les utilisations diagnostiques se décomposent en techniques in vivo, basées sur l'administration à un patient de radioéléments, et en applications exclusivement in vitro. Ainsi, le diagnostic in vivo consiste à étudier le métabolisme d'un organe grâce à cette substance radioactive administrée à un patient.

Toutefois, le choix des fantômes est justifié puisque il est recommandé d'évaluer précisément certains critères en imagerie à partir d'acquisitions sur fantômes pour en caractériser les limites des performances avant de les employer pour la planification des traitements.

En effet, l'instrumentation et les facteurs physiologiques liés au patient in vivo compliquent le traitement des images lors d'un examen médical. Ils peuvent ainsi participer à la génération d'artéfacts dans les images résultantes.

Les artéfacts dégradent la qualité des images et peuvent conduire, dans certains cas, à un mauvais diagnostic. Pour cela, le recours à l'utilisation des techniques de simulation permet d'évaluer et d'améliorer les dispositifs d'acquisition et de traitement d'images.

Les modèles (appelés fantômes) sont des outils nécessaires pour simuler l'anatomie et la physiologie humaine et permettent l'évaluation des méthodes d'acquisition et d'analyse d'images. L'anatomie exacte et les fonctions physiologiques d'un fantôme sont connues.

La simulation offre de ce fait un moyen de grande importance pour évaluer et améliorer des techniques médicales de dispositifs d'acquisition, de traitement et de reconstruction d'images in vitro.

La présence de fantômes réalistes, d'ordinateurs et de modèles précis du processus d'acquisition permet une simulation d'images de plus en plus proches des données réelles du patient.

3. Protocole et critère de conception des fantômes

Un fantôme est généralement un outil d'évaluation des paramètres de qualité d'un dispositif d'imagerie médicale. Il est fait de motifs qui simulent soit des formes géométriques spécifiques [I3] (Figure 23), soit des formations anatomiques comportant des simulations pathologiques [E. Busemann Sokole] (Figure 24).



Figure 23. *Fantôme à barres fait d'une matrice d'acrylique contenant des barres en plomb (linéarité + résolution spatiale)*



Figure 24. *Fantôme du foie contenant des nodules froids simulés par des cylindres de diamètre variables (contraste en fonction de la taille du nodule) [E. Busemann Sokole]*

Ainsi, la comparaison entre les images acquises et les réalités géométriques permet d'établir des jugements en ce qui concerne les performances de la machine. En scintigraphie, les fantômes sont normalisés selon les accréditations NEMA (Norme d'évaluation de la qualité de l'image scintigraphique) [Seret, 2009].

3.1. Variabilité de l'activité

Lors d'un examen de scintigraphie planaire, on tient compte essentiellement de la variabilité de l'activité d'une région d'intérêt ou au niveau d'activité de cette même région. Ainsi, la variation du contraste des niveaux de gris est liée à la variabilité de l'activité. En fait, il existe deux aspects de variabilité de l'activité :

- Variabilité dans le plans perpendiculaire à la direction d'acquisition (x,y) où les émetteurs dans un plan donné sont équidistant du module de détection

- Variabilité dans l'axe parallèle à la direction d'acquisition z où les émetteurs sont situés à des distances variables du module de détection

En effet, les fantômes permettent une décomposition des facteurs nuisant à la qualité des images. Pour cela, nous avons spécifié trois formes de variabilité qui sont la variabilité planaire (x, y) que nous avons résumé en une variabilité unidirectionnelle x vue la symétrie du problème, la variabilité en profondeur z et comme cette dernière variabilité engendre également une variation du contraste, elle spécifie la variabilité z -contraste. Enfin, nous avons rassemblé toutes les variabilités selon les axes x, y et z . Toutes ces spécifications, nous les avons réalisées à partir de scintigraphies planaires de thyroïdes suivant le type de pathologie que l'on cherche à simuler.

3.2. Elaboration des fantômes

Dans ce paragraphe, nous allons résumer le processus permettant l'élaboration des fantômes et expliciter l'ensemble de six fantômes que nous avons réalisé dans ce travail. Le processus d'élaboration de fantômes se décline en trois étapes (Figure 25):

- **Choix et Commande des matériaux nécessaires:** Pour pouvoir élaborer les différents types de fantômes, cette première étape consiste à identifier la liste de matériaux bien spécifiques qui seront utilisés pour la fabrication des fantômes : Une plaque de polyéthylène (Surface: $1\text{m} \times 0.5\text{m}$, Épaisseur: 20mm), une plaque de plexiglas (Surface: $1\text{m} \times 1\text{m}$, Épaisseur: 3mm) et 64 vis M6 ($L = 5\text{cm}$).
- **Fabrication des fantômes sur une fraiseuse conventionnelle:** Cette étape a été réalisée dans le département mécanique de l'Ecole Nationale d'Ingénieur de Sfax sur une fraiseuse conventionnelle.
- **Assemblage et finition des fantômes :** Après l'élaboration des différents fantômes, nous avons procédé à leurs fermetures par des couvercles à l'aide du cyclone et des vis.

La présence de fantômes réalistes, permet une simulation d'images de plus en plus proches des données réelles du patient. Notre contribution consiste en fait à la conception des différents types de fantômes qui peuvent simuler l'anatomie et la physiologie humaine. Ainsi ils permettent l'évaluation des méthodes d'acquisition, de traitement et d'analyse d'images.

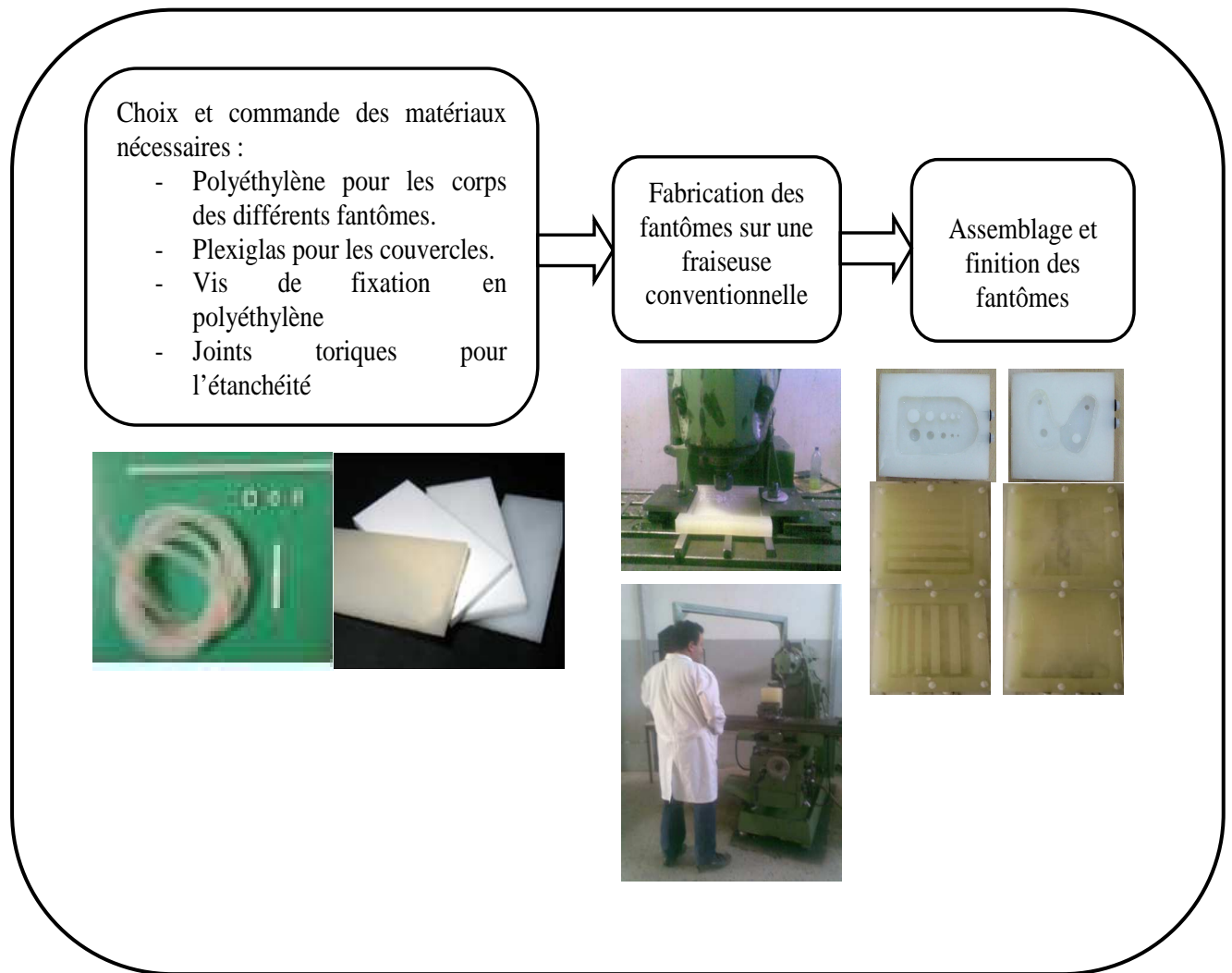


Figure 25. *Elaboration et mise en oeuvre d'une famille de fantômes en mode planaire*

3.3. Fantômes réalisés

Dans ce travail, notre objectif consiste à réaliser des fantômes permettant l'évaluation des images scintigraphiques pour l'étude des activités de nodules et de la thyroïde. Dans cet objectif, nous avons réalisés six fantômes permettant, chacun, d'assimiler un contexte particulier.

3.3.1. *Fantôme de variabilité x ou y*

En considérant le cas du goitre multi-nodulaire à TSH isolément abaissée qui présente en scintigraphie un aspect hyperfonctionnel du lobe droit, «éteignant» pratiquement le lobe gauche (Figure 26). En effet, cette situation pathologique est présentée en scintigraphie thyroïdienne. Ainsi nous avons constaté qu'il s'agit d'une variabilité planaire que nous

l'avons simulé par un fantôme dit « fantôme à variabilité (x) » (Figure 27) qui comporte des rainures de mêmes longueur, de même profondeur mais de largeur variable (8, 10, 12, 15 et 18mm) avec un espacement variable (5, 8, 10, 12 et 15mm). Ceci permet de comparer la variabilité de l'activité en cas de profondeur constante (auto-absorption constante) et de variation linéaire du volume actif en largeur.

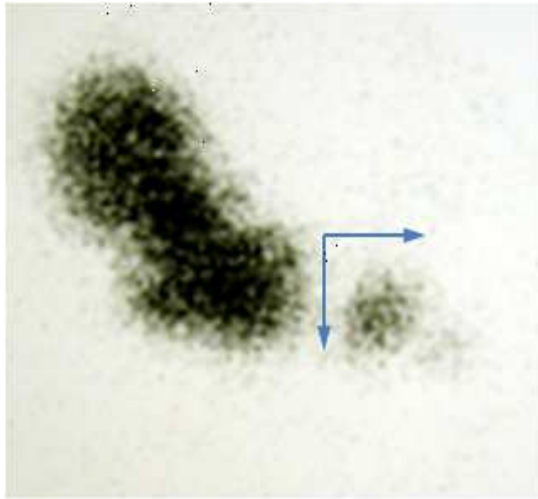


Figure 26. *Goitre multi-nodulaire à TSH isolément abaissée*

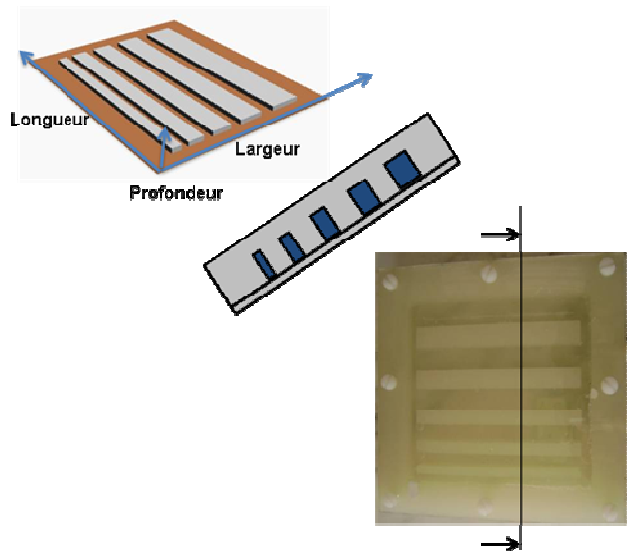


Figure 27. *Fantôme de simulation*

3.3.2. Fantôme de variabilité z

Ce fantôme vise à simuler le contexte de la thrombose veineuse profonde du membre inférieur droit (Figure 28), cette situation pathologique est montrée en scintigraphie pulmonaire. Il s'agit principalement d'une variation en profondeur que nous avons simulé par un fantôme dit « fantôme à variabilité (z) » (Figure 29) qui est fait de rainure de même longueur, de même largeur, de même espacement mais de profondeur variable (6, 8, 10, 12, 14, 16 et 18mm) ce qui oriente la variabilité de l'activité en profondeur c'est-à-dire selon l'axe z. comme ça l'auto-atténuation au niveau des images sera évaluée de manière linéaire.

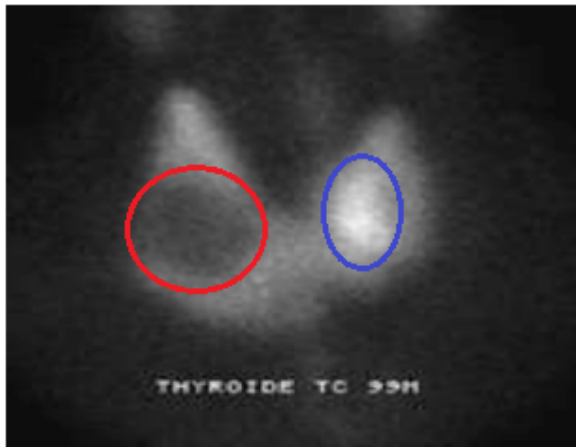


Figure 28. Nodule froid (gauche) associé à un nodule chaud (droite)

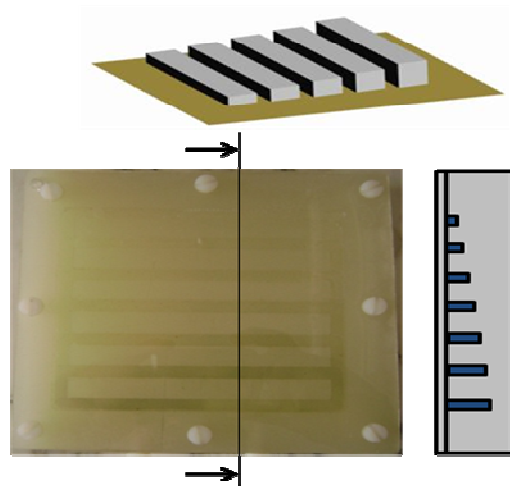


Figure 29. Fantôme de simulation

3.3.3. Fantôme de variabilité x,y,z (régime discontinue)

Dans le contexte de goitre multi-nodulaire toxique, il existe plusieurs plages d'hyperfixation extinctive illustrant bien le contraste entre la coexistence de nodules hyperfonctionnels et autonomes avec le reste du parenchyme thyroïdien non fixant étant soumis à la régulation de la TSH (Figure 30), ce qui illustre une variabilité dans les trois direction et ainsi nous l'avons simulé par un fantôme dit « fantôme à variabilité (x,y,z) » (Figure 31).

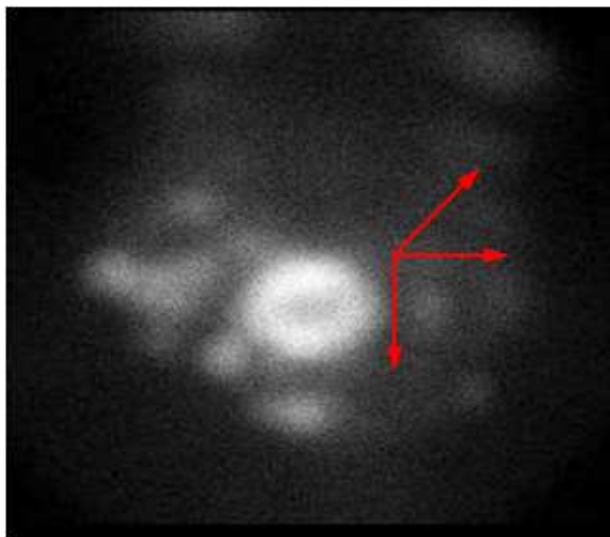


Figure 30. Goitre multi-nodulaire toxique

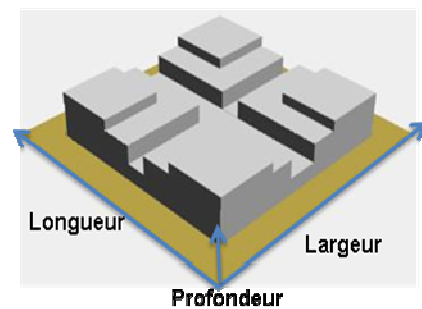


Figure 10. Fantôme de simulation

3.3.4. Fantôme de variabilité (x,z) ou (y,z) (régime continue)

En cas de syndrome de la jonction pyélo-urétérale droite de type organique (Figure 32), cette situation pathologique est présentée en scintigraphie dynamique rénale. Pour vérifier l'absence de contraste dans ce dernier cas, nous avons réalisé un fantôme que nous avons baptisé « z-contraste » (Figure 33) qui est fait d'une rampe avec huit marches de même longueur, de même largeur et de même pas (2mm).

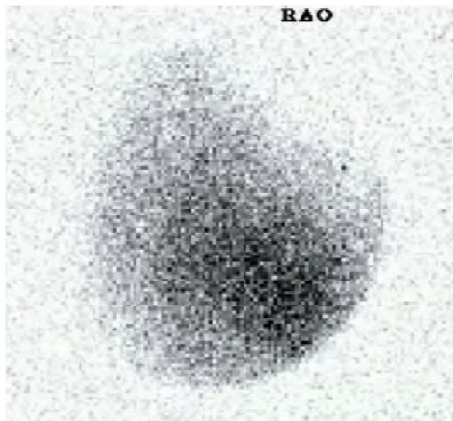


Figure 11. *Maladie de Grave.*

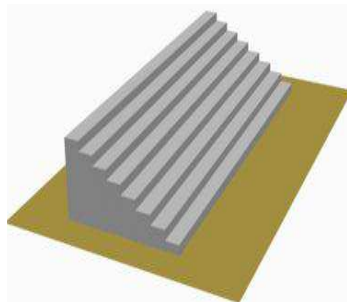


Figure 12. *Fantôme de simulation*

3.3.5. Fantôme multi-contraste

Le fantôme multi-contraste (Figure 34) permet d'approcher d'une manière purement artificielle l'activité minimale requise du moment qu'il permet en plus de l'étude de la variation du contraste en fonction de la taille des nodules chauds et froids et d'évaluer la résolution de l'appareil qui est un paramètre à ne pas perdre lors de la réduction de l'activité. En outre, il va nous permettre la validation des approches de restauration implémentées.

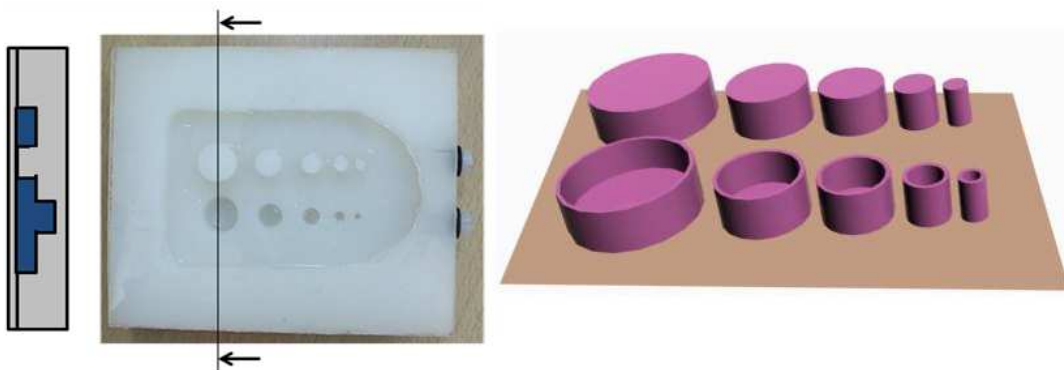


Figure 13. *Fantôme multi-contraste*

3.3.6. *Fantôme de la thyroïde*

Le fantôme de la thyroïde (Figure 35) est un fantôme particulier. Il permet la simulation des différentes pathologies thyroïdiennes vues comme des hyper- ou des hypo-fixation du radiopharmaceutique (Figure 36). En outre, il permet la validation des approches de restauration implémentées.

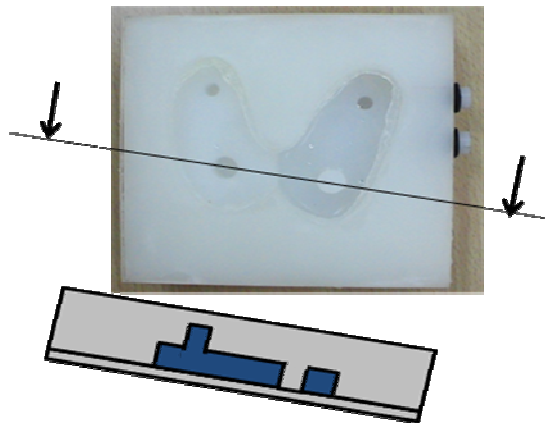


Figure 15. *Fantôme de la thyroïde*

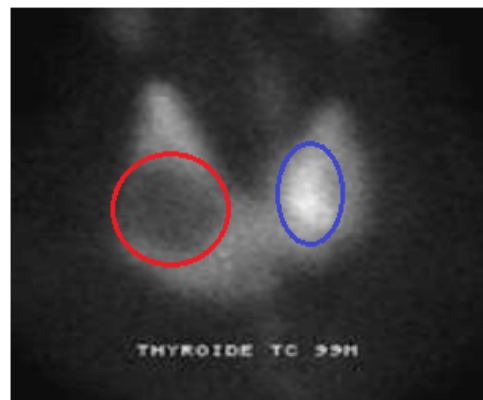


Figure 14. *Nodule froid associé à un nodule chaud*

4. Approche de modélisation mathématique

4.1. Modélisation stochastique

Une restauration efficace passe impérativement par une modélisation des deux composantes qui se dégradent lors de la réduction de l'activité, à savoir le bruit et le contraste.

Pour la modélisation du bruit en scintigraphie planaire il faut d'abord décrire la chaîne d'acquisition des images scintigraphiques.

En effet, la scintigraphie est une modalité de l'imagerie médicale qui se classe dans la famille de l'imagerie par émission. En fait, le patient recevant la dose de radiopharmaceutique devient un émetteur de rayon gamma, ces rayons vont être transmis à travers son corps et s'attaquer à la tête de détection de la gamma caméra, il s'y introduit par un collimateur qui sélectionne les photons ayant une direction déterminée, les rayonnements transmis vont s'attaquer à un cristal scintillateur où l'énergie transférée donne naissance à des photons optiques, ces derniers vont s'adresser à une matrice de photomultiplicateurs. Dans un PM, l'interaction des photons optiques avec la photocathode provoque la libération d'électrons qui seront accélérés par une DDP accélératrice vers une première dynode. A ce niveau, les électrons incidents vont arracher d'autres électrons qui vont les accompagner vers la prochaine dynode et le même processus se répète plusieurs fois jusqu'à ce qu'un paquet d'électron atterrisse sur l'anode. Ainsi le PM libère un signal dont l'amplitude est proportionnelle à l'énergie des photons optiques incidents et la somme des amplitudes est proportionnelle à l'énergie du rayonnement gamma incident. Les signaux des différents PMs seront numérisés dans un convertisseur analogique-numérique (CAN) et un calcul par pondération permet la localisation du lieu de provenance du photon gamma et par suite la reconstruction de l'image (Figure 37). En résumé, la fonction du bruit va dépendre essentiellement de la phase de sortie de l'organisme, de la phase de collimation, de la phase de scintillation et de la phase de photo-multiplication.

Dans notre approche de modélisation nous allons associer à chaque image un vecteur dont le nombre N de composantes est égal au nombre de pixels de l'image ce qui constituera en fin de compte une écriture vectorielle de l'image.

Nous allons partir du fait qu'en imagerie nucléaire en général, on travaille avec de faibles niveaux d'émission. Ainsi, nous avons modélisé une source de rayons γ par un processus de Poisson ponctuel et uniforme. Ce modèle simplifié est inspiré par la nature quantique du rayonnement gamma. Par la suite, nous allons adopter un temps de pose constant (temps pendant lequel nous réalisons l'acquisition de l'image) et nous allons le normaliser à une valeur unité. Donc, si ρ représente le nombre moyen de photons émis, la probabilité d'observer k photons dans le même intervalle de temps est donné par :

$$P(k) = \frac{e^{-\rho} \rho^k}{k!}$$

(7)

Nous allons considérer le cas d'une scintigraphie planaire avec collimateur à trous parallèles. Ainsi bien que l'émission des rayons gamma présente un caractère quasi-isotrope,

nous ne considérerons que les photons gamma susceptible de transmettre à travers le collimateur puisque ce sont eux qui ont des chances de contribuer à la reconstruction de l'image finale. Dans ce cas, nous considérons δs une surface élémentaire parallèle au plan du collimateur et située au niveau de la structure émettrice et η le nombre de photons γ traversant δs pendant le temps de pose. Si l'on considère δs comme la surface d'un pixel, η représente la valeur de ce pixel sur l'image. Le dénombrement de η est incertain du fait de l'existence d'un bruit poissonnien facile à distinguer dans l'aspect granuleux des images acquises. Ce bruit est une variable aléatoire dépendant de la valeur η de chaque pixel. Sachant que η est une variable de Poisson de paramètre ρ , le bruit poissonnien est une variable aléatoire de moyenne nulle et de variance ρ .

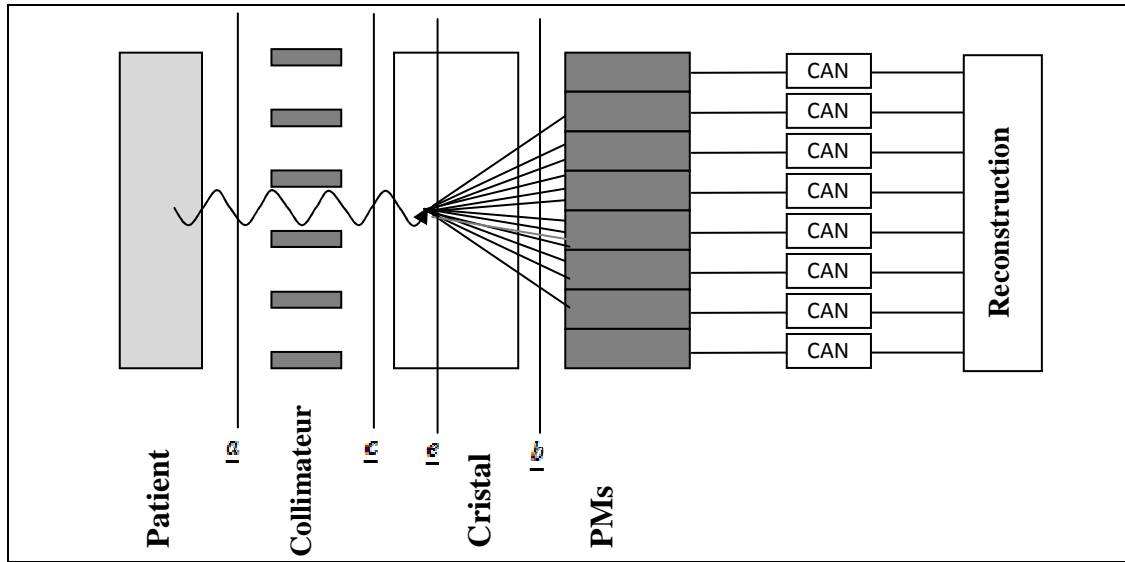


Figure 16. Schéma de la chaîne d'acquisition en scintigraphie planaire

Nous considérons l'image originale formée à la sortie du corps du patient que nous décrivons par le vecteur \underline{a} (Figure 37). La valeur a_i du $i^{\text{ème}}$ pixel correspond au nombre de photons γ passant par la région δs_i . Les photons γ traversant les tissus vont certainement subir des atténuations qui dépendent de l'épaisseur et du coefficient d'atténuation des structures traversé. Soit P_i la probabilité qu'un photon γ soit transmis à travers le corps. Ainsi la probabilité que a_i photon γ transmettent parmi k_i photons émis par la structure émettrice est donnée par la loi binomiale de paramètre P_i .

$$P\{a_i | k_i\} = C_{k_i}^{a_i} p_i^{a_i} (1 - p_i)^{k_i - a_i} \quad (8)$$

Ainsi, nous obtenons un processus poissonnien de paramètre $\lambda_i = \rho \cdot p_i$ et que la probabilité d'observer a_i photons à la sortie de l'organisme est donnée par :

$$P\{a_i\} = \sum_{k_i} P\{k_i | \lambda_i = a_i\} P\{a_i | k_i\} \quad P\{k_i\} = \frac{e^{-\lambda_i} (\lambda_i)^{k_i}}{k_i!} \quad (9)$$

Nous supposons que les composantes du vecteur $\underline{\lambda}$ sont statistiquement indépendantes et la seule dégradation que subit l'image \underline{a} est le bruit poissonnien. Cette image va transmettre à travers le collimateur où une quantité de photons γ sera absorbée au niveau des septas. Si \underline{c} est l'image obtenue en aval du collimateur (Figure 36) et κ le coefficient de transmission moyen, donné par :

$$\kappa = 1 - \frac{\Delta S}{S} \quad (10)$$

Avec S la section des trous du collimateur et ΔS la surface des septas. Pour un collimateur basse énergie - haute résolution (Figure 38), on a $\kappa \approx 86\%$.

En utilisant le même formalisme de modélisation, la probabilité d'avoir c_i photon au $i^{\text{ème}}$ pixel suit une loi de Poisson de paramètre :

$$v_i = \kappa \lambda_i \quad (11)$$



Figure 17. Collimateur basse énergie – haute résolution.

Ensuite l'image \underline{c} s'attaque au cristal scintillateur (Figure 39) où l'interaction des photons gamma avec le NaI(Tl) donne naissance à des paquets de photon optique (410 nm). Mais l'interaction avec le cristal dépend de son épaisseur et de son coefficient d'atténuation. Soit \underline{e} l'image décrivant la distribution des photons gamma interagissant dans le cristal (Figure 38). Si nous considérons ξ le coefficient d'absorption moyen du cristal scintillateur (il est de l'ordre de 90% pour des rayons γ de Tc99m traversant un cristal de NaI(Tl) d'épaisseur 1,2"),

la probabilité d'avoir e_i photons au $i^{\text{ème}}$ pixel suit également une loi poissonnienne de paramètre :

$$\mu_i = \xi v_i = \xi \kappa \lambda_i = \xi \kappa \rho p_i \quad (12)$$



Figure 18. Cristaux scintillateurs de NaI(Tl).

Le flux de photons γ étant transformé en un flux de photon optique, nous considérons $\underline{b} = (b_i)_{i \in \{1, \dots, N\}}$ le vecteur associé à l'image décrivant la distribution des photons visibles à la sortie du cristal scintillateur. Soit b_i est le nombre de photon optique au $i^{\text{ème}}$ pixel.

Notons que :

$$b_i = \sum_{j=1}^N b_i^{(j)} \quad (v_i \in \{1, 2, \dots, N\}) \quad (13)$$

Soit $b_i^{(j)}$ le nombre de photons qui proviennent du $j^{\text{ème}}$ pixel de l'image \underline{e} et qui ont été émis sous un certain angle qui fait qu'ils atterrissent sur le $i^{\text{ème}}$ pixel de \underline{b} et soit h_{ij} le paramètre de la loi binomiale décrivant cet évènement. Ainsi $b_i^{(j)}$ suit une loi de Poisson de paramètre $h_{ij} \lambda_j$ où h_{ij} est appelé le paramètre coross-pixel (h_{ij} est une variable aléatoire qui suit une distribution binomiale).

Alors, b_i est également un processus poissonnien de paramètre τ_i tel que :

$$\tau_i = \sum_{j=1}^n h_{ij} \cdot \mu_j = \kappa \cdot \xi \cdot \sum_{j=1}^n h_{ij} \lambda_j \quad (v_i \in \{1, 2, \dots, N\}) \quad (14)$$

Cette relation peut s'écrire sous une forme matricielle :

$$\underline{\tau} = \kappa \cdot \xi \cdot \underline{H} \underline{\lambda} \quad \text{avec } \underline{H} = [h_{ij}]$$

(15)

La matrice \underline{H} est une caractéristique du cristal scintillateur et ces éléments représentent les probabilités d'émission des photons de scintillation dans une direction donnée. Enfin, le processus de photomultiplication qui va permettre une lecture électronique de l'image \underline{b} bien que les PMs atteignent la résolution spatiale (la taille des pixels de \underline{b} est inférieure à la taille des fenêtres d'entrée des PMs). Ainsi, nous allons considérer que l'image dégradée \underline{d} n'est autre que l'image \underline{b} formée à la sortie du cristal scintillateur.

Alors, partant de l'hypothèse d'indépendance des coefficients λ_i , nous pouvons dire que chaque pixel de l'image dégradée \underline{b} est modélisé par un processus poissonnien de paramètre τ_i qui est une combinaison linéaire des paramètres originaux λ_i . Il est donc question de réaliser une meilleure estimation des λ_i pour obtenir une meilleure restauration de l'image \underline{b} .

La sortie d'impulsions du PM reste faible et a besoin d'un coup d'augmentation. L'amplification dans ce cas est également linéaire pour conserver la relation entre l'impulsion de sortie et l'énergie déposée dans le détecteur de cristal. Le circuit préamplificateur amplifie les impulsions de quelques millivolts à quelques volts [Cherry et al., 2012].

L'analyseur d'impulsions est un appareil électronique qui permet le comptage des impulsions dans un certain domaine d'amplitude. Ce comptage sélectif permet d'enregistrer seulement les radiations dans une gamme d'énergie donnée afin d'éliminer le bruit de fond et les radiations diffusées. Cette gamme d'énergie est dite fenêtre, elle est centrée sur le pic photoélectrique.

La lumière reçue par chaque photomultiplicateur dépend de la position relative au point d'émission (par interaction du rayon γ dans le cristal). Cette quantité de lumière est proportionnelle à l'angle solide de chaque PM. Ainsi, le courant sortant de chaque PM est proportionnel à l'intensité de la source lumineuse et l'angle solide sous lequel est vue la photocathode.

Un ordinateur analogue combine les impulsions électriques provenant de différents PM et détermine ainsi les coordonnées du point d'impact d'un photon γ [Moretti et al., 1991]. Nous calculons pour chaque photon les sept plus proches voisins. Dans le PM, les photons vont activer m électrons (avec $m \leq n$), ils vont se multiplier pour donner $10^6 m$ électrons.

Ainsi, notre apport comporte une décomposition de la modélisation du bruit poissonnien qui tient compte des différents paramètres du système d'acquisition en mode planaire.

En effet, la mise en cascade des différentes phases nous a permis de décortiquer l'intensité du bruit poissonnien finale en fonction des paramètres physique du système d'acquisition [Makhlouf et al., 2013-a].

En fait, nous sommes parti d'un modèle poissonnien connu et nous avons pu le modéliser étape par étape. Avec ce décortiquage nous avons analysé le bruit en fonction des différentes étapes. Ce processus est appelé donc processus de comptage.

4.2. Validation de l'approche

D'après notre modélisation stochastique, nous avons pu montrer que le bruit est de nature poissonnien, pour vérifier ce modèle, nous avons réalisé un fantôme homogène que nous avons rempli d'une solution sur la base d'une acquisition thyroïdienne. Ensuite nous avons réalisé une base de 120 images comme dans le cas d'une scintigraphie dynamique rénale.

- 30 images avec un temps de pause de 2s pour chacune, ce qui signifie un faible taux de comptage.
- 90 images avec un temps de pause de 20s ce qui signifie un taux de comptage élevé.

Les deux figures 40 et 41 présentent successivement les histogrammes en nombre de coups dans les deux cas cités ci-dessus :

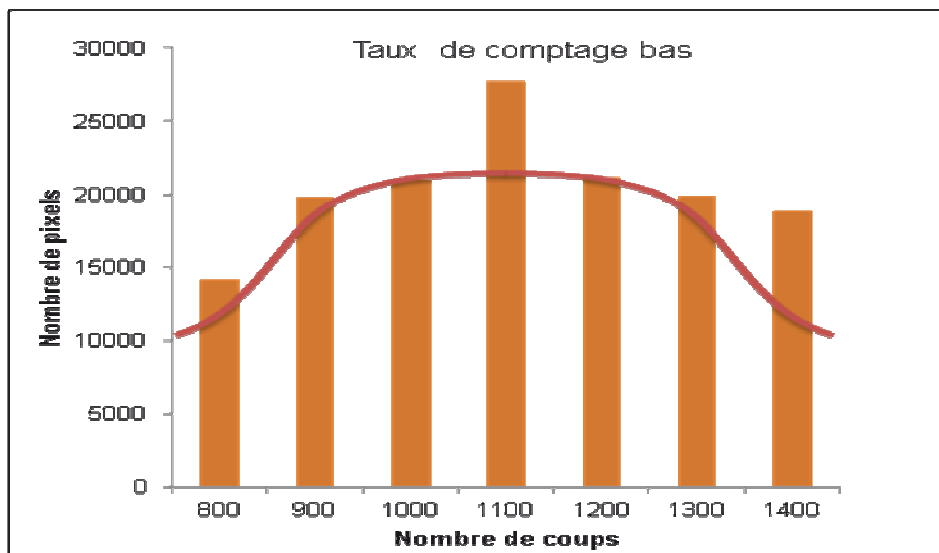


Figure 40. Variation du nombre de coups à faible taux de comptage

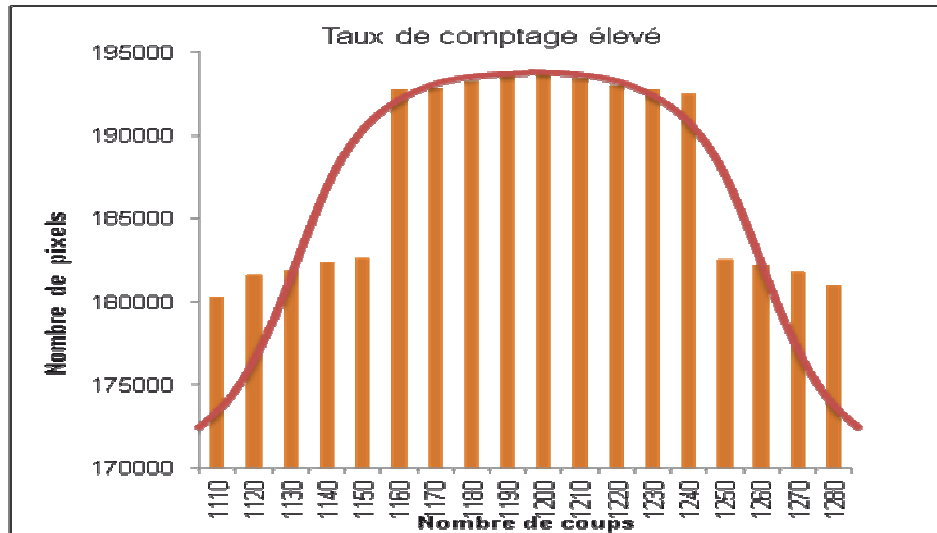


Figure 19. Variation du nombre de coups à fort taux de comptage

Ainsi, d'après ces deux histogrammes l'allure est proche de celle d'une loi gaussienne. Ce qui montre que la valeur de λ est grande. En effet, il a été démontré que lorsque λ dépasse 5, la loi de Poisson peut être rapprochée par une loi gaussienne de moyenne et de variance λ . En effet, la loi de Poisson décrit bien des phénomènes de comptage. Ceci a été montré à faible et à fort taux de comptage.

L'histogramme décrivant les statistiques des valeurs de pixels d'émission gamma montre un décalage net par rapport à une allure gaussienne. Ce décalage est nettement réduit lorsqu'il s'agit des statistiques d'émission gamma en cas d'un fort taux de comptage et l'on peut constater que l'histogramme présente un profil gaussien. Ceci nous amène à dire que le modèle poissonnien décrit bien la statistique d'émission gamma en scintigraphie planaire.

De ce fait, il s'avère utile et nécessaire de passer à une phase d'estimation du niveau du bruit poissonnien dans nos images, avant d'aborder notre méthode de restauration d'images scintigraphiques.

Une multitude de techniques ont été proposées dans la littérature pour expliquer le problème de l'estimation de l'intensité de Poisson.

5. Estimation du bruit de Poisson

Le bruit de Poisson est inhérent pour le comptage de photons. Ce bruit s'ajoute à un bruit thermique et un bruit électronique qui sont approximativement gaussien.

Dans les algorithmes de la littérature qui envisagent la suppression d'AWGN (Bruit Blanc Gaussien Additif) sont dominants, mais, si son modèle est connu, le bruit de Poisson peut être

réduit approximativement à AWGN ce qu'on appelle transformation de stabilisation de variance (VST) [Buades et al., 2010].

L'élimination du bruit Poisson-gaussien peut être abordée indirectement par l'application d'une VST pour les données bruitées, débruitage des données stabilisées avec un algorithme de débruitage gaussien, et d'appliquer enfin un VST inverse pour les données débruitées [Makitalo et al., 2013].

En effet, les erreurs caractéristiques de nombreux dispositifs d'imagerie numérique peuvent être modélisées comme un bruit de Poisson-gaussien, dont l'élimination peut être abordée indirectement par la stabilisation de la variance.

La transformation généralisée Anscombe (GAT) est couramment utilisé pour la stabilisation, mais des études rigoureuses quant à sa transformation inverse impartiale ont été négligées. Ainsi, l'inverse impartial exact de la GAT est introduit et il était montré qu'il est d'une importance essentielle pour assurer le débruitage précis [Makitalo et al., 2012]. De nombreuses méthodes, visant à supprimer le bruit de comptage de photons utilisent les statistiques locales pour mesurer la puissance de bruit au niveau local, le filtre de débruitage est alors en conséquence modulée à travers l'image [Rabbani, 1988] [Kervrann et al., 2004]. Une autre solution est représentée par la transformée de Anscombe [Kervrann et al., 2004], elle convertit la variante de l'espace de comptage de photons du bruit gaussien dans un bruit additif, avec une variance constante.

Des méthodes plus raffinées utilisent une approche variationnelle : ils minimisent une fonction de coût, qui décrit à la fois la cohérence des données mesurées avec les statistiques de comptages de photons et de la régularité de l'image débruitée [Chartrand et al., 1992].

Dans ce dernier cas, une estimation de puissance de bruit et de débruitage d'images constitue un processus unique. Une nouvelle méthode pour estimer la puissance du bruit de comptage de photons est basée sur la maximisation d'une fonction de vraisemblance appropriée, qui tient compte d'un modèle de capteur et conduit à une expression de forme fermée analytique pour l'estimation du gain de capteur. Une fois le gain du capteur a été mis à disposition, la variance du bruit de comptage de photons peut être dérivée directement [Frosio et al., 2007]. La méthode a été appelée PoE, ce qui signifie estimateur de bruit de Poisson.

Une approche classique suivie par de nombreux chercheurs comprend le prétraitement des données de comptage par une VST, comme l'Anscombe [Anscombe, 1948] et le Fisz [Fisz, 1955] transformations, appliqués soit dans le domaine spatial [Chartrand et al., 1992] ou dans le domaine des ondelettes [Fryzlewicz et al., 2004]. La transformation réforme les

données de sorte que le bruit devient approximativement gaussien avec une variance constante [Lefkimmiatis et al., 2009].

Une autre catégorie majeure inclut des méthodes adoptant un cadre bayésien multi-échelle spécifiquement adapté pour les données de Poisson, indépendamment initié par Timmerman et Nowak [Timmerman et al., 1999] et Kolaczyk [Kolaczyk, 1999].

Un des principaux avantages des méthodes bayésiennes est qu'ils permettent l'incorporation de connaissance a priori dans la procédure d'estimation. En outre, les méthodes bayésiennes combinées à l'analyse multi-échelle sont de plus en plus populaires car ils permettent de simplifier considérablement le problème d'estimation. De plus, cette décomposition de vraisemblance multi-échelle s'accompagne naturellement d'un modèle antérieur mis en facteurs pour l'intensité de l'image, dans lequel les rapports des intensités de Poisson sous-jacents (taux) à des échelles adjacentes sont modélisés comme des mélanges de distributions paramétriques conjugués. Ce modèle antérieur a été prouvé très efficace dans la modélisation de l'image.

Le modèle de Poisson-HaarHMT consiste à stabiliser tout d'abord les données bruitées, avec la transformation d'Anscombe [Anscombe, 1948] et d'obtenir les données

approximativement gaussiennes, $y = 2\sqrt{x + \frac{3}{8}}$. L'image stabilisée est débruitée avec une méthode conçue pour la manipulation de données gaussiennes, puis on obtient l'estimation

finale de l'image grâce à la transformée de Anscombe inverse, $\hat{x} = \left(\frac{y}{2}\right)^2 - \frac{1}{8}$ [Lefkimmiatis et al., 2009]. Tout d'abord, la variance du bruit est stabilisée par application de la transformation de la racine d'Anscombe pour les données et produire un signal dans lequel le bruit peut être traité comme gaussien additif avec une variance unitaire. Deuxièmement, le bruit est éliminé à l'aide d'un algorithme de débruitage classique de bruit blanc gaussien additif. En troisième lieu, une transformation inverse est appliquée au signal débruité pour obtenir l'estimation du signal d'intérêt.

Le choix de la transformation inverse appropriée est crucial afin de minimiser l'erreur de polarisation qui survient lorsque la transformation directe non linéaire est appliquée. Des inverses optimales pour la transformation d'Anscombe ont été introduites, en particulier l'inverse impartiale exact, un maximum de vraisemblance (ML) d' inverse , et un minimum plus sophistiqué d'erreur moyenne quadratique (MMSE) inverse [Makitalo et al., 2013]. L'algorithme espérance-maximisation (en anglais Expectation-maximisation algorithm, souvent abrégé EM) est utilisé en imagerie médicale dans le cadre de la reconstruction

tomographique, qui est en fait une généralisation naturelle de l'estimation du maximum de vraisemblance pour le cas des données incomplètes.

En particulier, espérance-maximisation tente de trouver les paramètres $\hat{\theta}$ qui maximise la probabilité $\log P(x; \theta)$ des données observées.

En général, le problème d'optimisation adressée par l'algorithme espérance-maximisation est plus difficile que l'optimisation utilisée dans l'estimation du maximum de vraisemblance.

Dans le cas de données complètes, la fonction objective $\log P(x, z, \theta)$ a un seul optimum global, ce qui peut souvent être trouvé sous forme fermée (par exemple, l'équation 1). En revanche, dans le cas de données incomplètes la fonction $\log P(x; \theta)$ a des maximums locaux multiples et aucune solution de forme fermée [Do et al., 2008].

Pour traiter ceci, l'algorithme expectation maximisation réduit la tâche difficile d'optimisation du $\log P(x; \theta)$ en une séquence de sous-problèmes d'optimisation plus simples, dont les fonctions objectives ont des maximums globaux unique qui peuvent être calculés en forme fermée.

Ces sous-problèmes sont choisis de manière à garantir leurs solutions correspondantes $\theta(1), \theta(2), \dots$ et vont converger vers un optimum local de $\log P(x; \theta)$.

Ainsi, l'algorithme espérance-maximisation fournit un outil simple et robuste pour l'estimation des paramètres dans les modèles avec des données incomplètes. En théorie, d'autres techniques d'optimisation numérique, comme la descente de gradient ou Newton-Raphson, pourraient être utilisées à la place d'espérance-maximisation, dans la pratique, cependant, espérance-maximisation à l'avantage d'être simple, robuste et facile à mettre en œuvre [Do et al., 2008].

Dans ce travail, nous avons choisit l'algorithme EM pour estimer le niveau du bruit dans une projection (variance du bruit).

6. Débruitage d'images en utilisant l'approche multi-résolution

Dans cette section, nous nous proposons de mener une étude comparative permettant de sélectionner la meilleure méthode qui permet d'améliorer la qualité des images scintigraphiques [Makhlouf et al., 2013-b].

Pour ce faire, nous nous plaçons dans le cadre d'une restauration où la dégradation est supposée être due qu'au bruit. Il s'agit alors d'un problème de filtrage. Les méthodes multi-résolution ont marqué nettement leur supériorité par rapport aux méthodes classiques. A cet effet, nous allons proposer une étude comparative permettant de retenir la meilleure méthode.

La première tentative de débruitage d'images médicales par ondelettes était celle de weaver et al en 1991. Les résultats encourageants sauf que la méthode élimine les petites structures qui étaient confondues avec le bruit.

En 1994, Johnston et Donoho ont formalisé le principe de débruitage par seuillage des coefficients d'ondelettes.

Dans leur travail, Khelifa et al. [Khelifa 2003-b] [Khelifa 2004-b] ont mené une étude comparative des méthodes de débruitage par seuillage des coefficients d'ondelettes. Ils ont combiné plusieurs choix de la fonction de seuillage, de la valeur de seuil et de la base d'ondelettes. Les méthodes implémentées ont été testées sur des images de synthèse. Ainsi, ils ont remarqués que leurs méthodes donnent un gain remarquable par rapport à la méthode de Donoho. Ceci s'explique par le fait que, quant l'image est fortement bruitée, les coefficients de la transformée en ondelettes dans les sous bandes de détails vont avoir de grandes valeurs. Le seuil de Donoho étant de grande valeur, il va donc annuler un grand nombre de coefficients. Ainsi, ce type de seuil n'est pas optimal. En pratique, nous devons utiliser un seuil bien plus faible afin de réduire le risque. C'est pourquoi le seuil de Donoho est considéré comme un estimateur large qui tend à tuer les coefficients de faibles amplitudes.

Le seuillage de Donoho, n'est conseillé qu'en présence d'un fort bruit et avec un seul niveau de décomposition.

Au cours de la décennie précédente, il y avait un grand intérêt dans les méthodes d'ondelettes pour la suppression du bruit dans les signaux et des images. Ces dernières années, il ya un nouvelle transformée multi-échelle basée sur la transformée en ondelettes.

Une ondelette est une fonction de localisation des valeurs proches de zéros ou ayant une moyenne égale à zéro. Ainsi, ses transformés incorporent toujours un résultat dans une représentation pyramidale et ont un calcul efficace. Elle était nommée ondelettes parce que ses fonctions sont souvent ondulatoires, mais accroché à un domaine fini [Moretti et al., 1991].

En fait, l'utilisation de la technique d'ondelette pour traiter et surmonter les problèmes de débruitage prouve sa capacité à satisfaire le compromis entre le lissage et la conservation de caractéristiques importantes. Les données observées sont modélisées comme un signal noyé dans le bruit. Dans le cas où le bruit est additif et gaussien, le procédure de débruitage est déterministe dans le choix de la base d'ondelettes qui concentre l'énergie du signal dans un petit nombre de coefficients et les seuils les plus bruyants.

Mais dans d'autres divers champs d'expérimentation, en particulier ceux basés sur des techniques où la détection comprend un processus de comptage, les données sont modélisées

comme un processus de Poisson. C'est le cas des images scintigraphiques. Ainsi, de nombreuses techniques ont été considérées dans le but de récupérer la structure sous-jacente d'intensité. Contrairement au bruit gaussien, le bruit de Poisson dépend des intensités de l'image. Par conséquent, le rétrécissement d'ondelette n'est pas aussi adapté à ce contexte que la transformée en curvelet [Do et al., 2002].

En fait, outre les ondelettes, il y a d'autres transformations de fréquence qui sont largement utilisés pour le débruitage telle que les curvelettes. Tout comme les ondelettes, la transformée "curvelet" est une transformation multi-échelle avec des éléments de cadre indexés par les paramètres d'échelle et de localisation. Toutefois, elle possède des paramètres directionnels et sa pyramide comprend des éléments ayant un degré de spécificité très directionnel. De plus, la transformée en curvelette est basée sur certain principe de graduation anisotrope ce qui est tout à fait différent de la mise à l'échelle des ondelettes isotropes. Toutes ces caractéristiques sont extrêmement stimulantes et utiles pour le développement de l'amélioration des algorithmes de débruitage [Masnadi-Shirazi et al. 2008]. L'idée principale derrière la curvelette est de représenter une courbe comme une superposition de fonctions de différentes longueurs et largeurs obéissant à la largeur de loi d'échelle (largeur \sim longueur²). Il peut à faible densité caractériser les signaux de très grande dimension qui ont la ligne, courbe et des singularités d'hyperligne et l'efficacité d'approximation est un ordre de grandeur plus élevé que la transformée en ondelettes [Binh et al., 2010].

En plus de l'ondelette et la curvelette, nous avons la transformée en contourlette qui semble dépasser les limites des ondelettes. La transformée en contourlette a proposée une représentation efficace directionnelle de l'image multirésolution [Moretti et al., 1991]. Elle a été développée par Do et Vetterli. La contourlette est basée sur un filtre efficace et multi directionnelle 2D qui peut traiter efficacement les images ayant des contours lisses [Reddy et al., 2008]. Par conséquent, elle est capable de capturer le contour et les détails fins dans une image. Son approche commence par la construction de domaine discret, puis l'expansion rare dans le domaine continu [Chen et al., 2008]. En fait, la transformée en contourlette peut fournir une représentation éparse pour des images lisses définies par morceaux [Xingme et al., 2010]. Elle se compose en deux étapes qui sont la décomposition de sous-bande et la transformée directionnelle. Une pyramide laplacienne est d'abord utilisée pour capturer la discontinuité de point dans une structure linéaire. La conséquence globale est une extension d'image utilisant des éléments de base comme les segments de contour, d'où le terme transformée en contourlette étant inventé [Moretti et al., 1991].

Par conséquent, il a été prouvé que les contourlettes ont allongé des supports dans des directions d'échelles diverses et des rapports d'aspect. Donc, les contourlettes captent bien les caractéristiques directionnelles dans les images [Reddy et al., 2008]. Elles ont une meilleure performance dans la représentation de l'image comme des lignes, des arêtes, des contours et des courbes d'ondelettes en raison de leur directivité et anisotropie [Moretti et al., 1991].

Une autre transformation qui a le même but aussi bien des curvelettes que des contourlettes est la ridgelette qui a été développée sur plusieurs années pour briser les limites de la transformée en ondelettes [Zhang et al., 2010].

Pour atteindre un tel objectif dans les dimensions supérieures, Candes et Donoho ont développé ce nouveau système de représentation qui traite efficacement avec les singularités de ligne en 2D. L'idée est de cartographier une singularité de ligne dans une singularité de point en utilisant la transformée de Radon. Ensuite, les transformations en ridgelette peut être utilisée pour traiter efficacement la singularité de point dans le domaine de Radon. Leur proposition initiale était intéressée pour des fonctions définies dans l'espace R^2 continu. Pour les applications pratiques, le développement de versions discrètes de la transformée en ridgelette qui conduisent à des implémentations algorithmiques est un problème difficile.

Certains articles ont adopté l'approche redondante dans la définition de transformations discrètes de radon qui peuvent conduire à la transformée en ridgelettes discrète inversible avec des propriétés attrayantes [Zhang et al., 2010]. Récemment, la transformée en ridgelettes a été utilisée avec succès pour analyser des images numériques et a été appliqué dans le débruitage d'images [Chen et al., 2006].

Il convient de mentionner qu'il est important de connaître les structures géométriques des images en vue de les exploiter en raison que la géométrie définit les zones de changement et donne des pistes importantes pour la perception humaine [Chen et al., 2008]. C'est pourquoi il existe plusieurs transformations qui abordent ce sujet, telle que la contourlette mentionnée précédemment et bien d'autres comme la transformée en bandelettes.

Cette transformée a été tout d'abord introduite par Le Pennec et Mallat [Alliez et al., 2005]. Cette première génération des bases de bandelettes n'est pas construite pour un domaine discret. De ce fait, elle ne fournit pas une représentation multi-échelle de la géométrie de l'image. De plus, cette génération présente des artefacts au voisinage des contours, ce qui est indésirable dans un processus de débruitage ou la préservation des contours est une priorité.

La seconde génération de la transformée en bandelettes, introduite par Peyre et Mallat [Alpert, 1992], est déterminée par une transformée géométrique orthogonale appliquée sur les coefficients d'ondelettes orthogonales.

En utilisant les avantages de cette représentation géométrique, un tenseur multi-structure et multi-spectral est proposé avec pour but d'ajuster le gradient de l'image vers la direction géométrique dans le processus de débruitage.

Etant donné que la singularité des contours est bien représentée dans les bases de bandelettes (les fonctions analysantes sont allongées et quasiment parallèles aux contours) et que les pixels partageant les mêmes propriétés géométriques sont regroupés par les différents carrés dyadiques qui sont définis par la direction du flot géométrique, une diffusion anisotrope qui préserve à la fois l'homogénéité des régions et les contours est alors obtenue. En conséquence, le degré de flou dans l'image restaurée est réduit.

Ainsi, les bandelettes sont définies comme des ondelettes anisotropes qui sont déformées le long du flot géométrique, qui n'est autre qu'un champ de vecteurs indiquant la direction locale des régularités autour des contours. Le dictionnaire des trames de bandelettes est construit en utilisant une segmentation en carrées dyadiques et un flot géométrique paramétrisé. L'exploitation de la géométrie de l'image fait tendre l'erreur d'approximation dans les bases de bandelettes vers une image régulière.

La géométrie des surfaces des images n'est pas une collection de discontinuités indépendantes les unes des autres, mais plutôt une zone de courbures élevée. La transformée en bandelettes refond ces zones de courbures élevées en une estimation optimale de la direction de la régularité.

De ce fait la géométrie est estimée par la recherche du flot de régularité puis d'un polynôme qui décrit ce flot.

Ainsi, la transformée en bandelettes est tout d'abord calculée par l'ordonnancement des coefficients d'ondelettes 2D suivie d'une transformée en ondelettes 1D. La transformée en ondelettes classique d'une image I est la décomposition de cette dernière dans des bases orthogonales formées par la translation et la dilatation des trois ondelettes mère $\{ \psi_1, \psi_2, \psi_3 \}$ pour les directions horizontales, verticales et diagonales. Une fois que la transformée en ondelettes 2D est exprimée, l'arbre quaternaire est calculé en divisant l'image en carrées dyadiques de tailles variantes. Pour chaque carrée dyadique, la géométrie optimale est obtenue par la minimisation d'un lagrangien. Ensuite une projection des coefficients d'ondelettes le long de la direction géométrique optimale est appliquée [Chen et

al., 2008]. Finalement, une transformée en ondelettes 1D est calculée sur les coefficients projetés.

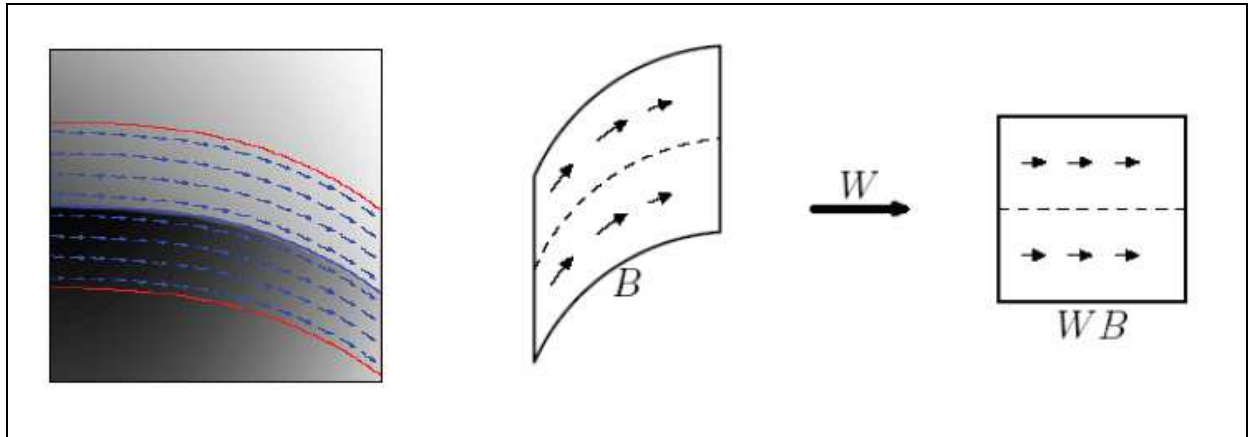


Figure 20. Exemple de modèle d'horizon et déformation du domaine selon un flot géométrique. [Peyre, 2005]

La construction d'une base de bandelettes s'effectue sur un domaine B où la fonction f considérée est un modèle d'horizon, comme montré à la Figure 42. La bande B contient une unique courbe de singularité, que l'on peut approcher par une courbe paramétrée (par exemple horizontalement) par $x_2 = \gamma(x_1)$.

L'opérateur de déformation permet de définir le domaine déformé $WB = \omega(B)$ (supposé carré), ainsi que la fonction warpée $Wf(x) = f(\omega^{-1}(x))$.

A partir d'une fonction d'ondelette 1D ψ associée à une fonction d'échelle ϕ on peut définir une base d'ondelettes déformées de $L^2(B)$

$$\{(\phi_{j,n})^k(\omega(x)) \mid j \leq j_{WB}, \quad n \in I_{WB} \text{ et } k \in \{V, H, D\}\}, \quad (16)$$

où $2^{j_{WB}}$ est la taille du carré WB et I_{WB} est un ensemble d'indices de positions. Les ondelettes verticales $\{\psi_{j,n}^V\}$ et diagonales $\{\psi_{j,n}^D\}$ possèdent des moments nuls le long de γ , elles sont donc adaptées pour l'approximation de f qui est régulière le long de γ . Ce n'est pas le cas des ondelettes horizontales $\{\psi_{j,n}^H\}$, qu'il faut remplacer par de nouvelles fonctions anisotropes définies par :

$$\forall j_1, j_2 \leq j_{WB}, \quad \int (\phi_{j_1, n_1}^{j_1} \phi_{j_2, n_2}^{j_2})^H(\omega(x)) \equiv (\phi_{j_1, n_1}^{j_1}(x_1)) (\phi_{j_2, n_2}^{j_2}(x_2) - (17)$$

On obtient ainsi la base orthonormée de bandelettes de $L^2(WB)$.

Cependant, avec tous les résultats obtenus des techniques antérieures mentionnées, le problème de débruitage d'image reste un grand défi exigeant d'autres techniques. Ainsi, je vais tester les performances de toutes ces méthodes.

Pour comparer les performances de chacune de ces transformations sur des images, nous recueillons deux types d'images. La première est l'image du fantôme de Hoffman numérique [Hoffman et al., 1990]. La seconde est une image réelle de scintigraphie du petit animal. Ces images ont été débruitées en utilisant les ondelettes (WT), curvelettes (CUT), Contourlettes (CONT), Ridigelettes (RT) et les transformations en bandelettes (BT). Pour évaluer les résultats obtenus, nous avons utilisé une panoplie de critères aussi bien objectifs que subjectifs.

Comme critère objectif, nous avons utilisé le PSNR, définie par:

$$PSNR = 10 \log_{10} \frac{255^2}{MSE} \quad \text{dB} \quad (18)$$

Où MSE est l'erreur quadratique moyenne entre l'image originale et l'image débruitée avec la taille $I \times J$. Le PSNR est calculée entre l'image originale et l'image traitée.

Un autre critère est le SSIM (Indice de similarité) qui est la mesure de similarité entre deux images numériques. La métrique SSIM est calculée sur plusieurs fenêtres d'une image. La mesure entre deux fenêtres x et y de taille $N \times N$ est :

$$SSIM(x, y) = \frac{(2 \mu_x \mu_y) (2 cov_{xy} + c_1)}{(\mu_x^2 + \mu_y^2 + c_1)(\sigma_x^2 + \sigma_y^2 + c_2)} \quad (19)$$

Avec :

μ_x la moyenne de x ; μ_y la moyenne de y ; μ_x^2 la variance de x ; μ_y^2 la variance de y et cov la covariance de x et y .

Le SSIM mesure donc la similarité structurelle entre les deux images, plutôt que pixel par pixel.

Le Tableau 1 illustre les résultats de débruitage de l'image Hoffman. La première étape consiste à ajouter du bruit gaussien ($\sigma = 10$) à l'image Hoffman. Ensuite, nous calculons et mesurons le PSNR de cette même image en utilisant les ondelettes, curvelettes, contourlettes, ridigelettes et les bandelettes.

Tableau 1. Valeurs de PSNR de débruitage pour l'image Hoffman

Niveau de bruit $\sigma = 10$	PSNR				
	WT	CUT	CONT	RT	BT
10	28.76	28.89	27.07	28.74	32.36
15	26.98	26.95	25.14	25.70	29.94
20	25.59	25.72	23.77	23.47	28.45
25	24.33	24.85	22.97	21.79	27.39
30	23.19	24.13	22.20	20.35	26.38

Dans la Figure 43, nous montrons les images récupérées après débruitage avec $\sigma = 10$.

Nous calculons le SSIM pour l'image Hoffman dans le Tableau 2.

Tableau 2. Les valeurs du SSIM de débruitage de l'image Hoffman

Niveau de bruit $\sigma = 10$	SSIM				
	WT	CUT	CONT	RT	BT
10	0.79	0.88	0.78	0.65	0.94
15	0.68	0.84	0.74	0.52	0.92
20	0.59	0.82	0.72	0.44	0.90
25	0.52	0.79	0.70	0.38	0.89
30	0.47	0.78	0.68	0.34	0.87

Enfin, nous présentons dans la Figure 44, les résultats de débruitage obtenus pour l'image réelle de scintigraphie du petit animal.

Après l'application des ondelettes, curvelettes, contourlettes, ridgelettes et la transformée en bandelettes à l'image d'Hoffman, nous avons comparé les différents résultats obtenus. En outre, la qualité visuelle de l'image Hoffman après le débruitage est également importante et montre que la transformée en bandelettes donne un meilleur résultat.

Nous remarquons ainsi les mêmes résultats pour l'image de scintigraphie. En fait, nous avons travaillé sur plusieurs images, mais nous n'avons présenté qu'un seul échantillon: scintigraphie du petit animal.

Nous pouvons donc conclure que les valeurs en PSNR sont meilleures avec l'approche en bandelettes, en fait elle aide à obtenir des images de haute qualité visuelle.

Ainsi, l'étude comparative des méthodes multi-résolution pour réduire le bruit dans les images scintigraphiques, garantie que la transformée en bandelettes surpasse les ondelettes les curvelettes, les contourlettes et le ridgelettes. Elle permet de supprimer le bruit gaussien à partir des images avec le meilleur degré d'efficacité. La performance de l'algorithme de débruitage utilisant la transformée de bandelettes est également approprié même dans les cas où nous avons des images avec de très hautes fréquences.



Image originale

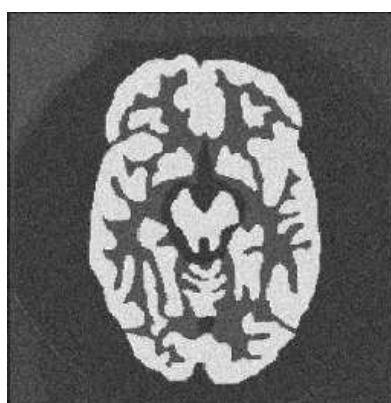


Image bruitée ($\sigma=10$)

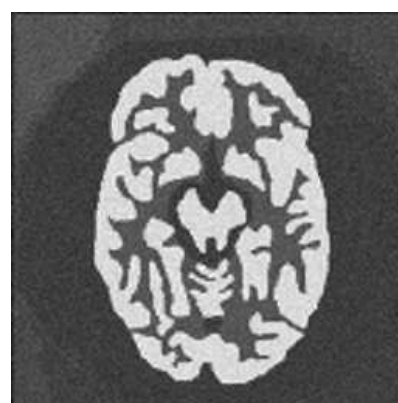


Image débruité (Wavelet)
PSNR=28.76, SSIM=0.79

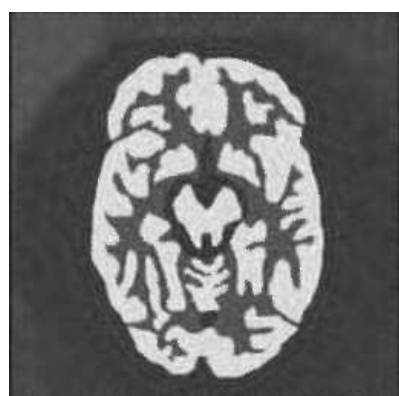


Image débruité (Curvelet)
PSNR=28.89, SSIM=0.88

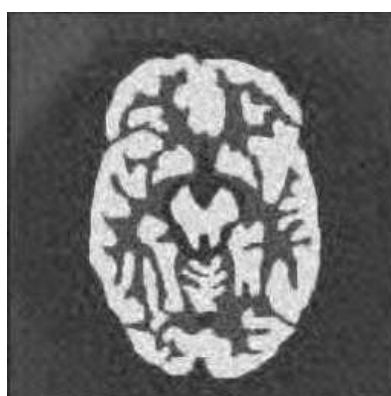


Image débruité (Contourlet)
PSNR=27.07, SSIM=0.78

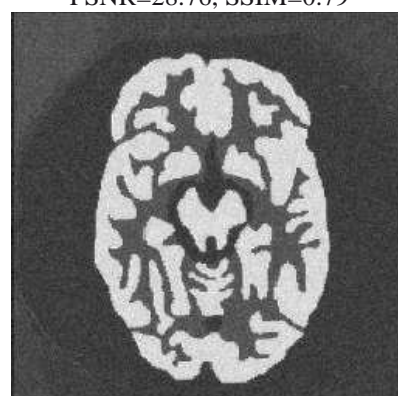


Image débruité (Ridgelet)
PSNR=28.74, SSIM=0.65



Image débruité (Bandelet)
PSNR=32.36, SSIM=0.94

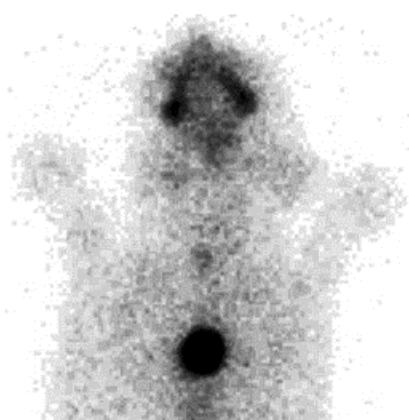


Image originale

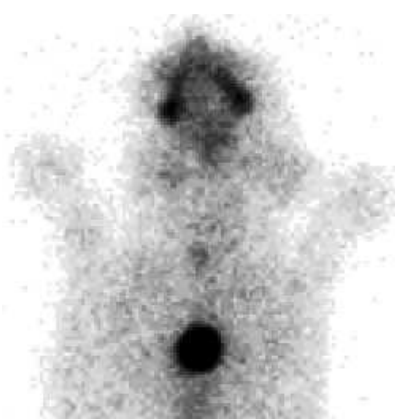


Image débruité (Wavelet)

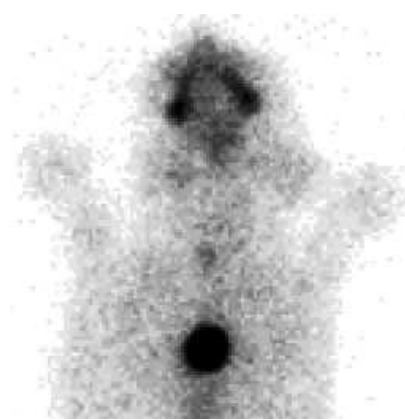


Image débruité (Curvelet)



Image débruité (Contourlet)

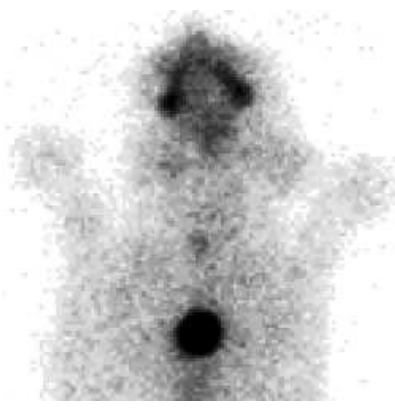


Image débruité (Ridgelet)



Image débruité (Bandelet)

Figure 21. Débruitage de l'image d'Hoffman bruitée par un bruit gaussien

Figure 22. Débruitage d'une image scintigraphique réelle (Scintigraphie du petit animal)

7. Conclusion

La conception et la mise en place des différents fantômes, nous permet de caractériser les limites tolérables de réduction de l'activité qui ne dégrade pas la résolution spatiale et d'assurer ainsi la sûreté des mesures. Ainsi, la spécification des quatre formes de variabilité a été réalisée à partir de scintigraphies planaires de thyroïdes selon le type de pathologie.

En effet, réaliser des mesures in-vitro permet de réduire au minimum l'exposition des patients aux rayonnements en lui permettant de gagner du temps et garantissant sa sécurité.

L'atout majeur du travail sur fantômes est la multitude des images que nous pouvons avoir selon des critères bien déterminés, chose que nous ne pouvons pas réaliser in vivo, ainsi que l'obtention d'une bibliothèque d'images en mode planaire.

Dans ce chapitre, nous avons exposé une étude sur la modélisation mathématique du bruit dans la chaîne d'acquisition des images scintigraphiques afin de déterminer la nature du bruit dans ces images. Cette étude nous a permis de prouver que la distribution du bruit est poissonnienne. Par la suite, nous avons mené une étude des différents estimateurs du bruit de Poisson, pour choisir un estimateur adéquat.

Nous avons présenté après une étude comparative des différentes méthodes de débruitage de multirésolution de bruit. En se basant sur les résultats de cette étude, nous avons pu prouver que la technique de bandelette est meilleure en termes de conservation de contraste et d'élimination du bruit.

CHAPITRE 3

RESTAURATION DES IMAGES SCINTIGRAPHIQUES

1. Introduction

L'intérêt croissant de l'imagerie fonctionnelle en médecine nucléaire et, parallèlement, la faible qualité des images scintigraphiques ont conduit de nombreux auteurs à se pencher sur l'amélioration de ces images. Ainsi la qualité d'une image peut être dégradée lorsque celle-ci change de support : reproduction, transmission, mémorisation, réduction de redondance, etc. Une image peut être également de mauvaise qualité au départ à cause d'un mauvais réglage de prise de vue. L'ensemble de méthodes développées pour compenser les dégradations connues ou estimées et rétablir la qualité initiale est appelé restauration d'images.

La restauration a pour but de corriger les distorsions introduites lors de l'acquisition ou de la transmission d'images. Elle consiste à améliorer la qualité de l'image obtenue par la réduction et l'élimination de la distorsion. Afin de bien restaurer une image, il est nécessaire d'explorer la source de dégradation afin de comprendre les principales causes de distorsion de l'image.

La diversité des algorithmes de restauration proposés dans la littérature provient de la nature des images traitées, de la nature du bruit dégradant les images et de la sélection des paramètres intervenant dans cet algorithme.

Dans ce chapitre, nous proposons une architecture globale de la solution à adopter. L'apport de cette extension est présenté et discuté.

Nous avons abouti à une méthode de restauration qui s'avère la plus adéquate pour la récupération de maximum de détail diagnostics des images.

Pour sa validation nous utilisons des critères d'ordre objectif et subjectif.

2. Restauration des images scintigraphiques en mode planaire

2.1. Situation du problème

Notre objectif est de restaurer des images scintigraphiques, ce processus vise à corriger et à produire une image proche de la réalité physique, en vue d'obtenir des images plus fiables pour une orientation diagnostique et une bonne compréhension du phénomène pathologique.

2.2. Architecture générale de la méthode proposée

Le recours aux méthodes de traitement numériques d'images permet de surmonter les limitations des performances de l'image nucléaire.

Puisque nous avons bien exploré les différentes causes de dégradation d'une image scintigraphique, et que nous avons sélectionné la meilleure méthode qui permet d'améliorer la qualité de ces images, nous devons passer en premier lieu à la phase de l'estimation du niveau du bruit. Dans ce cas, nous proposons l'utilisation de l'estimateur EM. Ce choix trouve son explication d'après notre étude des différents estimateurs du bruit de Poisson afin de choisir un estimateur adapté.

En deuxième lieu, nous appliquons la méthode de débruitage par bandelette à l'image scintigraphique originale. Enfin, nous recommandons une correction de l'atténuation.

L'architecture générale de la solution ainsi proposée est donnée par la Figure 45. Les paramètres dont dépend cette solution sont :

- Estimation de la variance du bruit

En effet, l'algorithme EM est une méthode pour déterminer les paramètres d'une loi de probabilité connaissant des valeurs prises par une variable aléatoire.

Cet algorithme a été appliqué dans notre approche pour l'estimation des Mélanges de Gaussiens qui utilisent des variables cachées qui sont les sources des événements. En effet, nous cherchons à estimer :

$$p(x) = \sum_{n=1}^N \alpha_n N(x; \mu_n, \sigma_n) \quad \text{Tels que} \quad \sum_{n=1}^N \alpha_n = 1. \quad (20)$$

Cette équation montre qu'on est censé de trouver 3 valeurs à estimer : μ_n qui est le vecteur moyen de la mixture gaussienne, σ_n matrice de covariance de la mixture gaussienne et α_n qui sont les poids estimés de la mixture gaussienne.

Pour le faire nous avons procédé comme suit:

E: Faire une estimation des valeurs manquantes, $h(m, n)$, pour les événements.

$$h[(m, n)]^{(i)} = p(h_{i,m} | X_1, X_2, \dots, X_M, \bar{V}^{(i)}) \quad \text{pour} \quad \text{chaque terme "n"} \quad (21)$$

$$h[(m, n)]^{(i)} = (\sum_{p=1}^N \alpha_p^{(i)} N(X_{i,m}; [\mu_p]^{(i)}, [\sigma_p]^{(i)})) / (\sum_{p=1}^N \alpha_p^{(i)})$$

M: Recalculer $\bar{V}^{(i+1)}$ avec $p(h_m | X_1, X_2, \dots, X_M, \bar{V}^{(i)})$

$$s_n^{(i+1)} = \sum_{m=1}^M h(m, n)^{(i)} \quad (23)$$

$$\alpha_n^{(i+1)} = \frac{1}{M} s_n^{(i+1)} = \frac{1}{M} \sum_{m=1}^M h(m, n)^{(i)} \quad (24)$$

$$\mu_n^{(i+1)} = \frac{1}{s_n^{(i+1)}} \sum_{m=1}^M h(m, n)^{(i)} \mathbf{X} \mathbf{M} \quad (25)$$

$$\sigma_n^2(i+1) = \frac{1}{s_n(i+1)} \sum_{m=1}^M h(m, n)^{(i)} \left(\mathbf{X} \mathbf{M} - \mu_n(i+1) \right)^2 \quad (26)$$

Dans notre méthode, la valeur moyenne calculée est la moyenne du vecteur moyen de la mixture gaussienne.

- La méthode de débruitage par bandelette
- La correction de l'atténuation

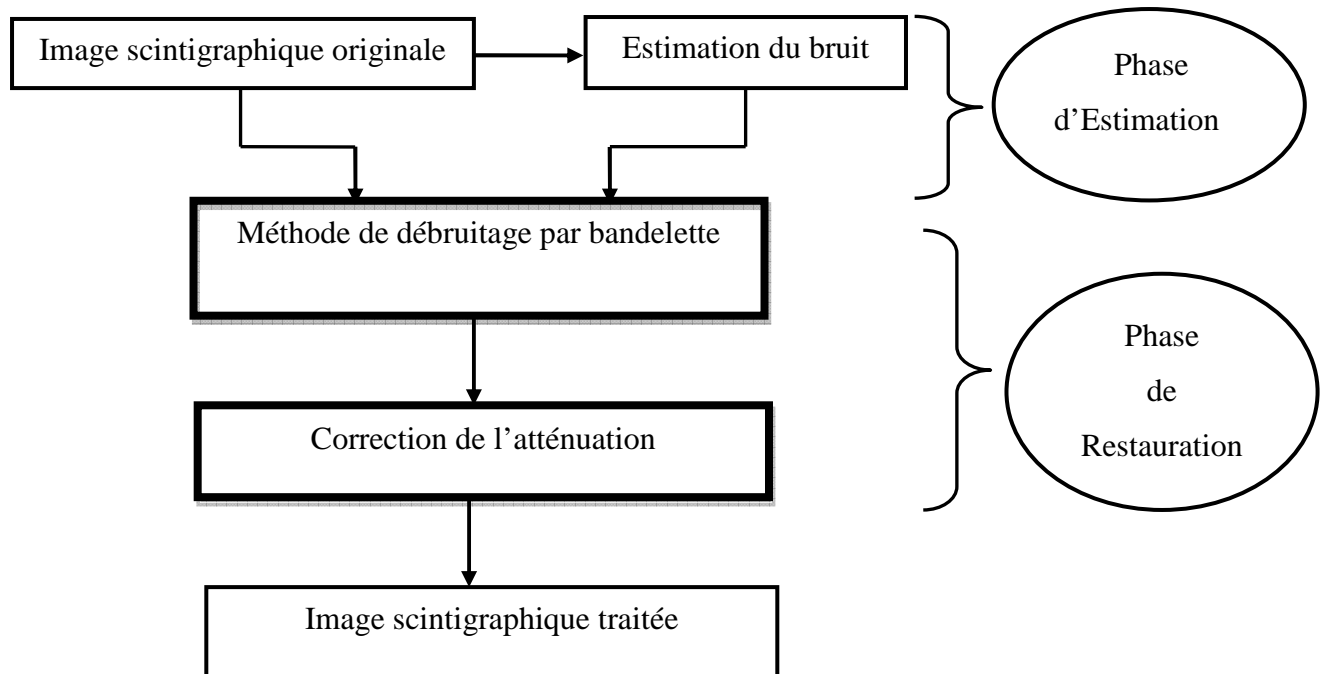


Figure 23. Architecture globale de la méthode proposée pour la restauration des images scintigraphiques

3. Méthode de restauration des images scintigraphiques

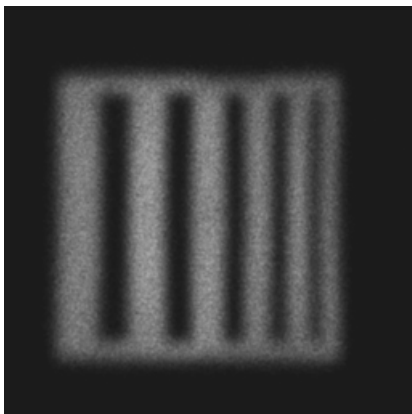
3.1. Acquisition des images à base variable du temps

Pour pouvoir réaliser notre étude, le service de médecine nucléaire de la clinique El Manar Tunis nous a fourni des images acquises sur nos fantômes. En fait ces images représentent six fantômes en mode planaire. Pour chaque fantôme nous avons réalisé des acquisitions avec un intervalle de temps de l'ordre de 13h ce qui donne bien une première acquisition avec A1 et une seconde avec A1/5. En effet, nous avons rempli les fantômes d'une solution de pertechnétate sur la base de l'acquisition thyroïdienne du moment que lors de l'acquisition ils seraient très proche de la tête de détection comme dans le cas de la thyroïde. Sachant que le volume thyroïdien est de l'ordre de 15cm^3 et que la dose administrée est de l'ordre de 2mCi, nous avons utilisé une activité volumique de $0,044\text{mCi}/\text{cm}^3$ en partant du fait qu'environ 2/3 de l'activité administrée atteigne la thyroïde. Les acquisitions ont été réalisées sur une gamma caméra Siemens Symbia avec un collimateur pin-hole. Les images obtenues sont de taille 256x256.

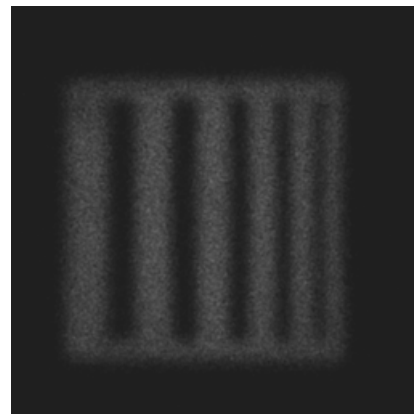
Le tableau 3 présente les 6 paires d'images relatives à chaque type de fantôme.

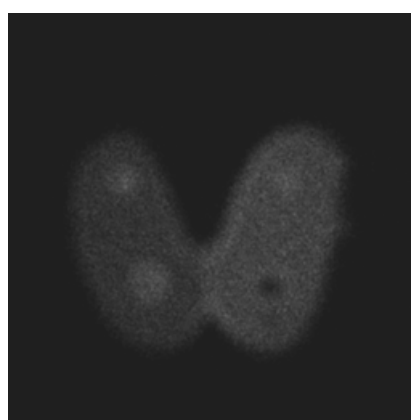
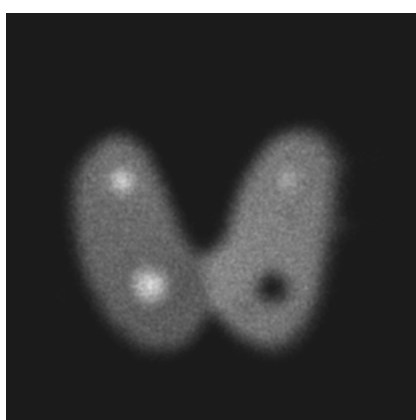
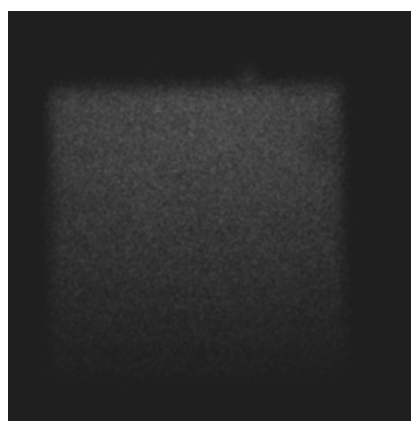
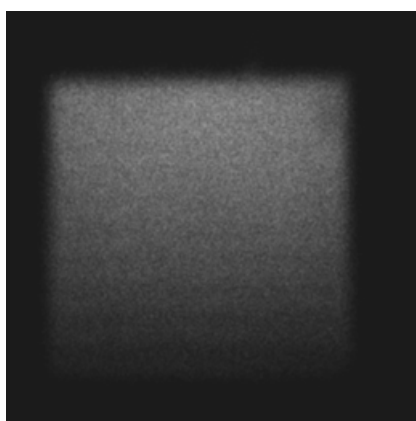
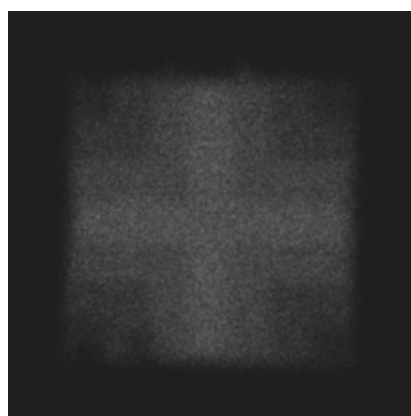
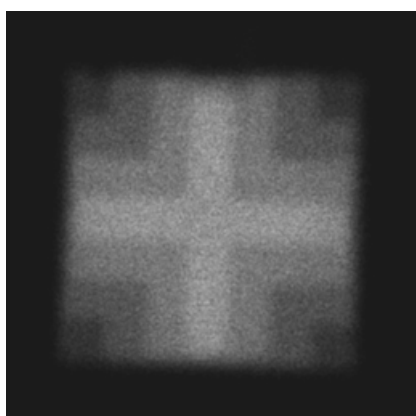
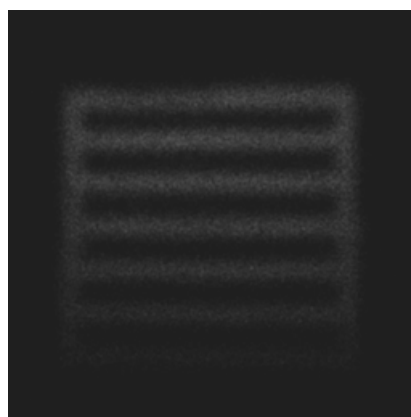
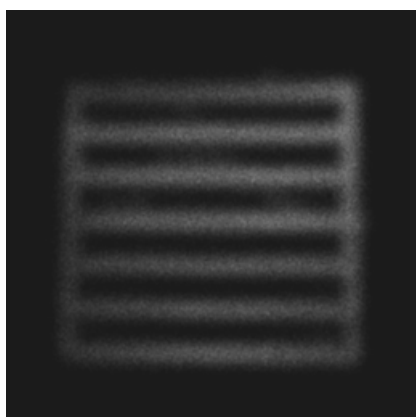
Tableau 3. Acquisition sur les six fantômes.

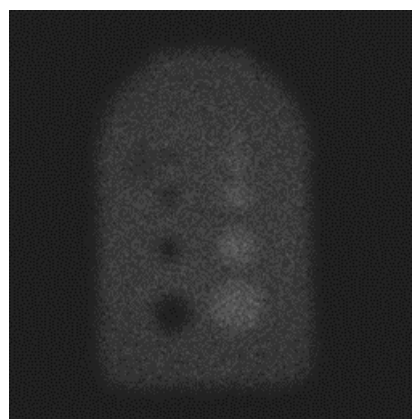
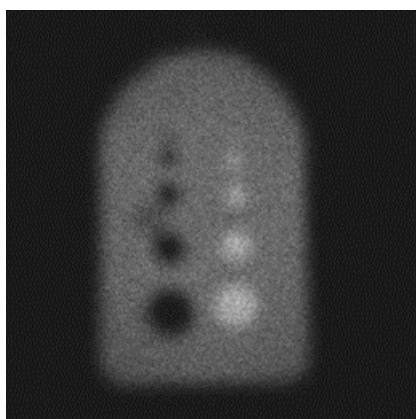
Acquisition A1



Acquisition A1/5







3.2. Résultats obtenus

Les figures suivantes présentent les résultats de restauration des images acquises sur fantômes. L'exemple correspond aux images prises à une activité A1 et A1/5.

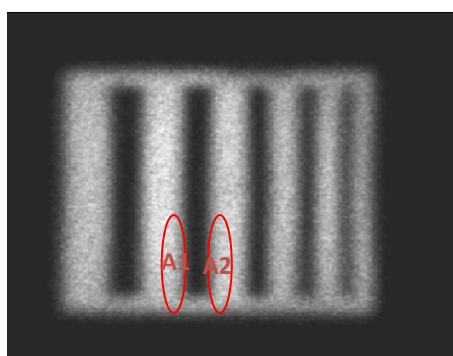


Image A1

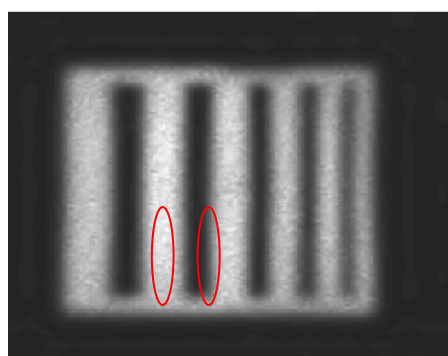


Image A1 restaurée

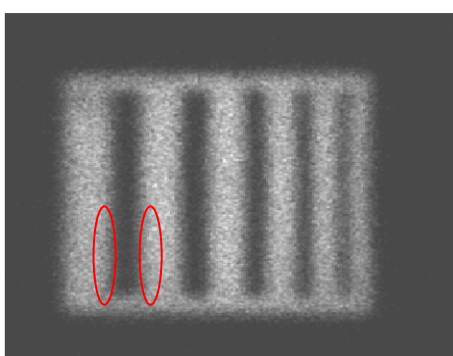


Image A1/5

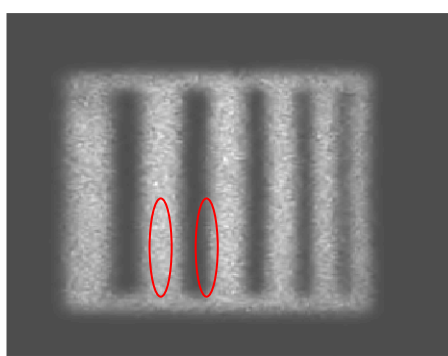


Image A1/5 restaurée

Figure 24. *Résultat de restauration des images scintigraphiques acquises pour un fantôme de variabilité x*

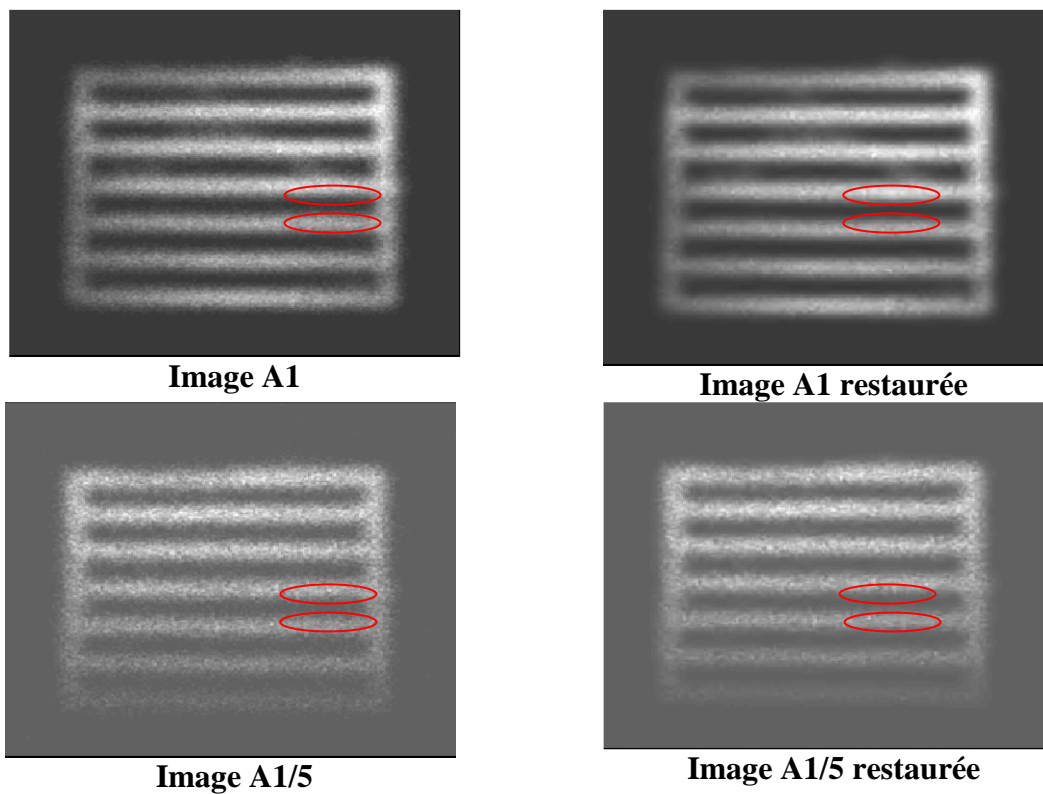
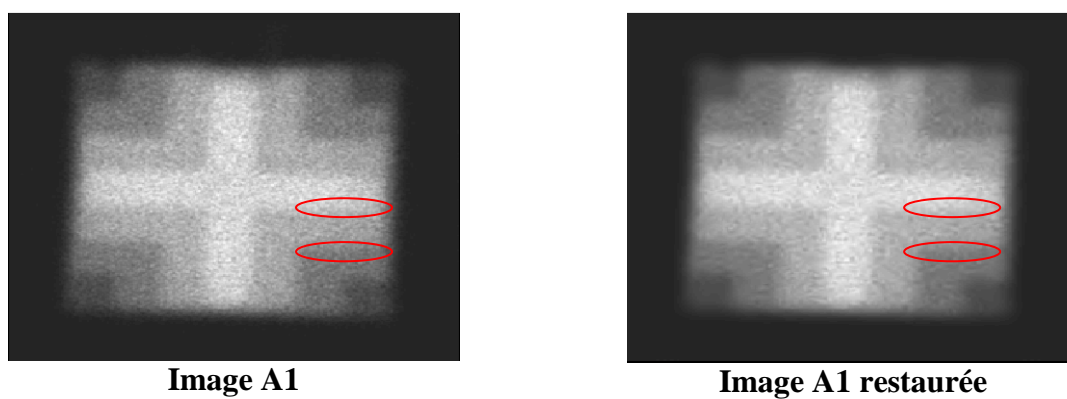


Figure 25. *Résultat de restauration des images scintigraphiques acquises pour un fantôme de variabilité z*



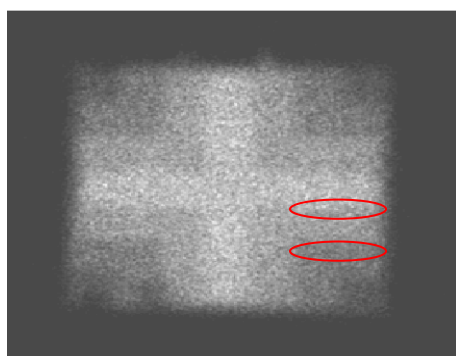


Image A1/5

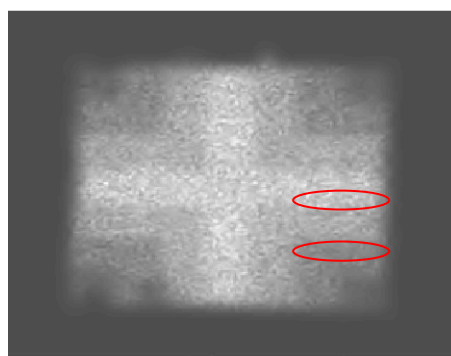


Image A1/5 restaurée

Figure 26. *Résultat de restauration des images scintigraphiques acquises pour un fantôme de variabilité x, y, z*

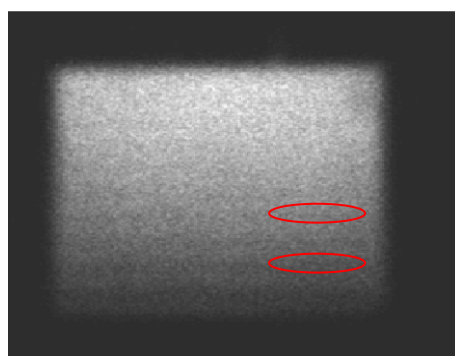


Image A1

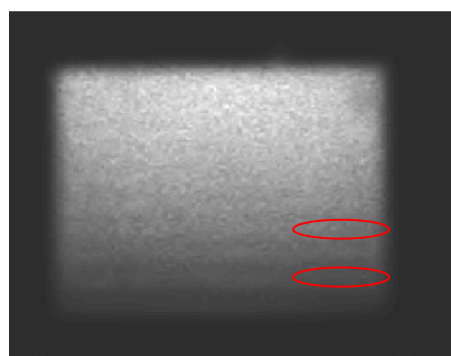


Image A1 restaurée

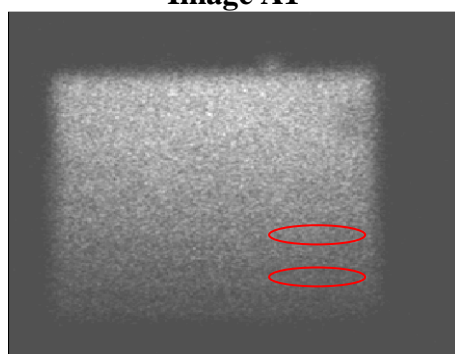


Image A1/5

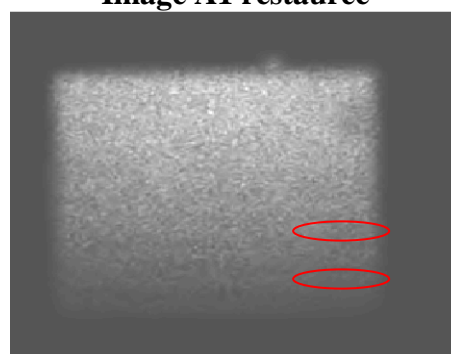
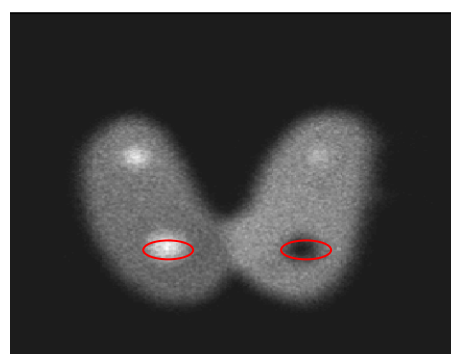
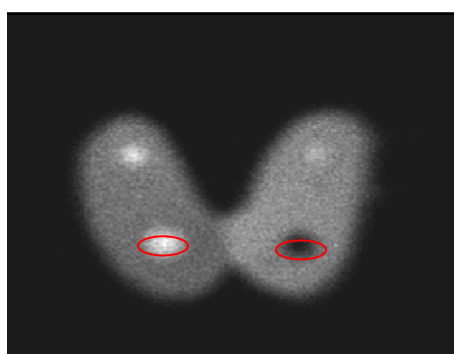


Image A1/5 restaurée

Figure 49. *Résultat de restauration des images scintigraphiques acquises pour un fantôme de variabilité z , contraste*



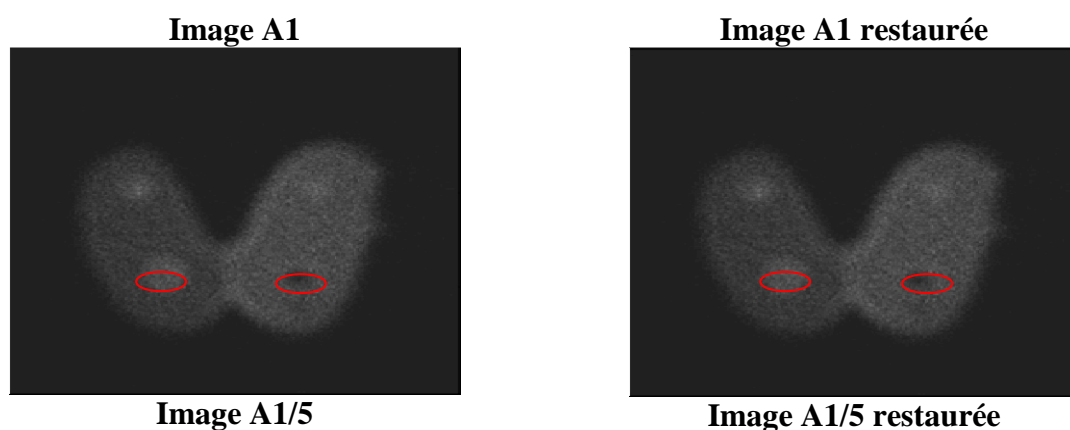


Figure 27. *Résultat de restauration des images scintigraphiques acquises pour un fantôme de la thyroïde*

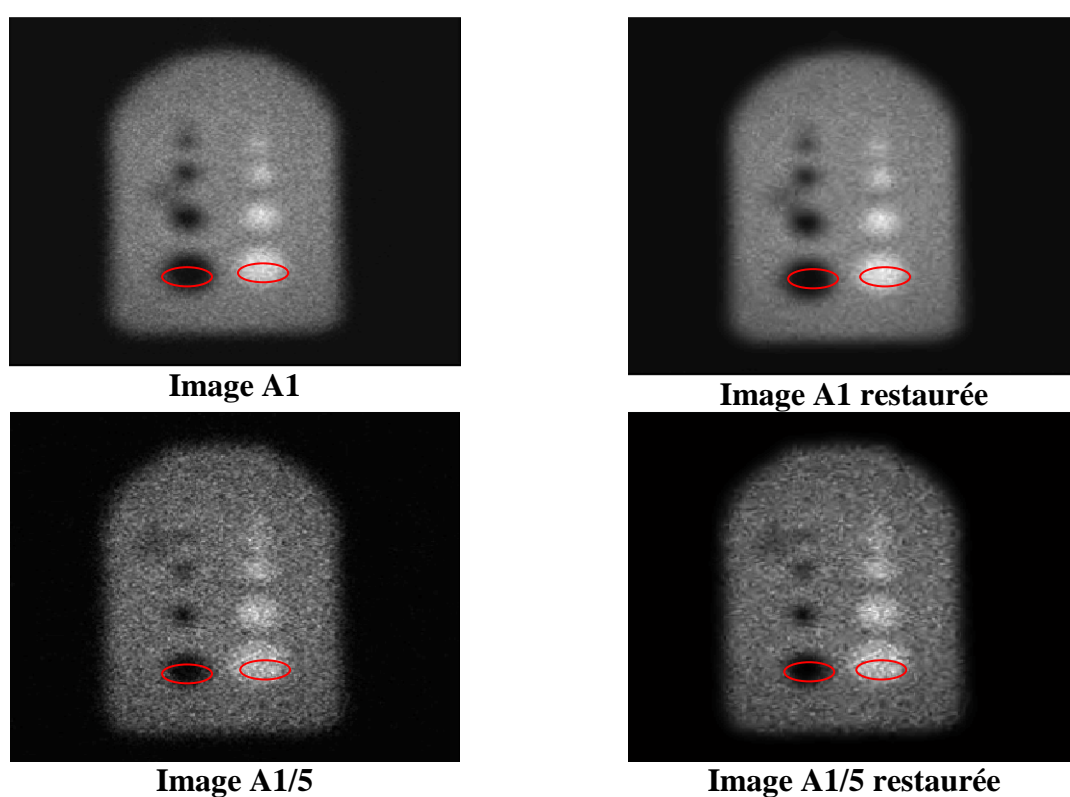


Figure 28. *Résultat de restauration des images scintigraphiques acquises pour un fantôme multicontraste*

Comme le montre les Figures 46, 47, 48, 50 et 51, la méthode a pu éliminer les perturbations statistiques apparentes sur l'image d'origine. Le contraste ainsi amélioré a permis une meilleure perception visuelle. Toutefois nous devons quantifier numériquement les résultats obtenus.

3.3. Evaluation des résultats

Les résultats obtenus sont évalués de deux manières : objective et subjective.

3.3.1. Evaluation objective

La comparaison est faite de trois manières :

- Calcul de contraste
- Calcul du coefficient de corrélation
- Calcul de l'indice de similarité

3.3.1.1. Calcul de contraste

Le contraste est calculé entre l'image A1 et sa version restaurée. D'autre par pour l'image A1/5 et sa version restaurée.

En effet, le contraste est défini comme :

$$C = \frac{|A1 - A2|}{A1 + A2} \times 100 \quad (27)$$

Avec : A1 et A2 les deux zones actives et les régions non actives dans les 6 images de fantômes.

Les résultats trouvés sont présentés dans le Tableau 4.

Tableau 4. Calcul du contraste en traitant les images A1 et A1/5

	Image A1	Image Restaurée	Image A1/5	Image Restaurée
Fantôme de variabilité x	37.19	90.50	15.80	61.87
Fantôme de variabilité z	19.51	66.84	9.10	46.29
Fantôme de variabilité x, y, z	43.97	102.59	18.57	73.20
Fantôme de variabilité z, contraste	32.45	88.99	13.97	59.37
Fantôme de la thyroïde	36.13	63.09	18.48	31.85
Fantôme multicontraste	35.08	72.95	14.12	53.67

L'examen du tableau montre une amélioration du contraste pour les images restaurées à une activité A1 ainsi que celles acquises à une activité A1/5.

Cette constatation est confirmée pour toutes les images des différents fantômes en mode planaire. Cela nous permet de dire que la méthode proposée a pu justifier le contraste des images traitées.

3.3.1.2. Calcul du coefficient de corrélation

Comme deuxième mesure objective, nous proposons le calcul d'un coefficient de corrélation entre l'image A1 restaurée et l'image A1/5 restaurée. Ceci permet de vérifier si la méthode de traitement a pu rapprocher en qualité les images restaurées à une activité A1 de celles restaurées à une activité A1/5.

En effet, la corrélation de deux signaux mesure leur dépendance (ressemblance) réciproque. Dans le cas des images, il s'agit de corrélation entre deux signaux bidimensionnels. La corrélation entre deux images A et B, revient à calculer la corrélation entre deux matrices A et B de même dimension en utilisant la formule suivante:

$$r = \frac{\sum_m \sum_n (A_{mn} - \bar{A})(B_{mn} - \bar{B})}{\sqrt{\left(\sum_m \sum_n (A_{mn} - \bar{A})^2 \right) \left(\sum_m \sum_n (B_{mn} - \bar{B})^2 \right)}} \quad (28)$$

Avec \bar{A} (resp. \bar{B}) est la moyenne des coefficients de la matrice A (resp. B).

A_{mn} (resp. B_{mn}) Les coefficients de la matrice A (resp. B).

Le Tableau 5 présente les coefficients de corrélation calculés pour les images de différents fantômes en mode planaire.

Tableau 5. Calcul d'un coefficient de corrélation entre l'image restaurée A1 et l'image restaurée A1/5

	Fantôme de variabilité x	Fantôme de variabilité z	Fantôme de variabilité x, y, z	Fantôme de variabilité z, contraste	Fantôme de la thyroïde	Fantôme multicontraste
	Restaurée A1					
Restaurée A1/5	0.97	0.74	0.99	0.93	0.95	0.98

Il est bien apparent que les images restaurées à une activité A1 sont très proches des images restaurées à une activité A1/5, nous remarquons des valeurs très proches de 1 pour les images de fantômes de variabilité x, y, z et les images de fantômes multicontraste.

Ainsi les résultats trouvés prouvent un rapprochement entre les images restaurées, chose qui montre l'efficacité de notre méthode proposée.

3.3.1.3. Calcul de l'indice de similarité

Comme troisième mesure objective, nous présentons le calcul de l'indice de similarité (SSIM) entre l'image A1 restaurée et l'image A1/5 restaurée. Ceci permet de vérifier si la méthode proposée a pu rapprocher en mesure de similarité les images comparées. Le Tableau 6 présente les valeurs trouvées.

Tableau 6. Calcul d'un indice de similarité entre l'image restaurée A1 et l'image restaurée A1/5

	Fantôme de variabilité x	Fantôme de variabilité z	Fantôme de variabilité x, y, z	Fantôme de variabilité z, contraste	Fantôme de la thyroïde	Fantôme multicontraste
	Restaurée A1					
Restaurée A1/5	0.76	0.62	0.69	0.55	0.73	0.63

L'indice SSIM varie entre -1 et 1, une valeur proche de 1 indiquant une grande similarité entre les deux images comparées, ainsi nous pouvons affirmer que les valeurs trouvées sont satisfaisantes. En résumé le tableau montre des résultats respectables en SSIM entre les images restaurées A1 et les images restaurées A1/5. Nous pouvons conclure que nous avons pu rapprocher les deux images pour les différents types de fantômes.

3.3.2. Evaluation subjective

L'évaluation subjective est faite en utilisant l'appréciation psychovisuelle. Etant donné que notre objectif principal est de se rapprocher de l'image originale acquise à une activité A1.

Le test de comparaison consiste à comparer les deux images restaurées (A1 restaurée et A1/5 restaurée) afin de vérifier par la suite les corrélations caractéristiques et leur indice de similarité.

Ainsi nous présentons à chaque fois l'image A1 restaurée et l'image A1/5 restaurée, et nous avons essayé de tracer les courbes de profils (l'axe des abscisses représente la distance et l'axe des ordonnées représente la distribution de l'activité) pour pouvoir les comparer par la suite (Figure 52). Ce test est appliqué pour les différentes images de fantômes en mode planaire.

Image restaurée A1



Image restaurée A1/5

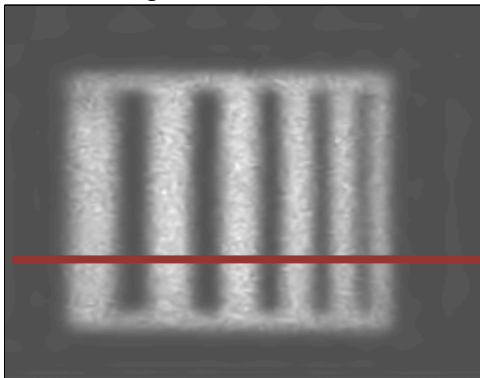


Image restaurée A1

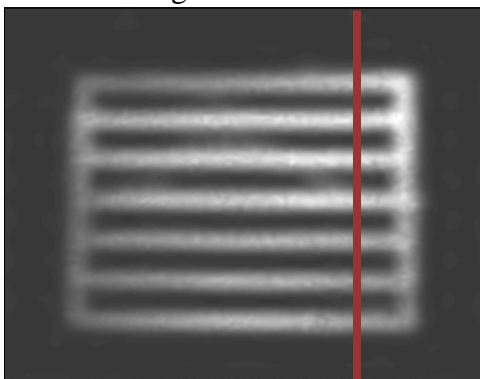
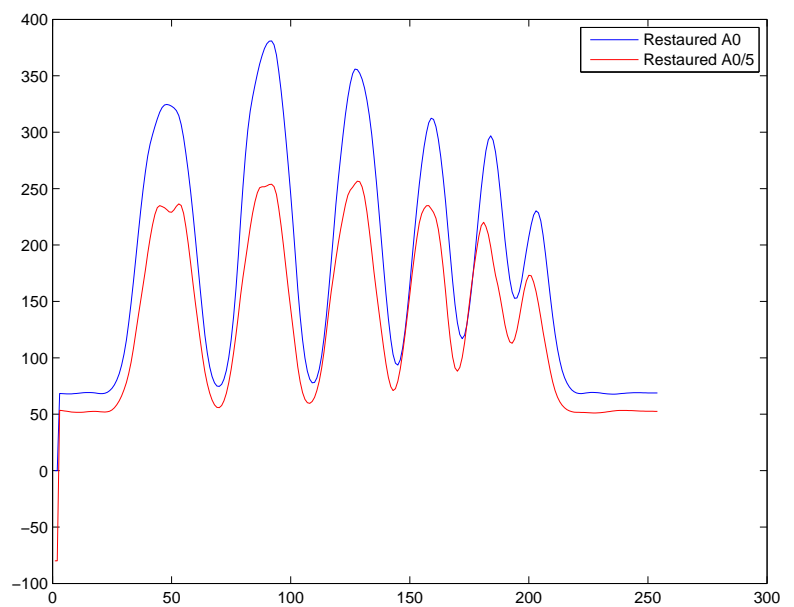
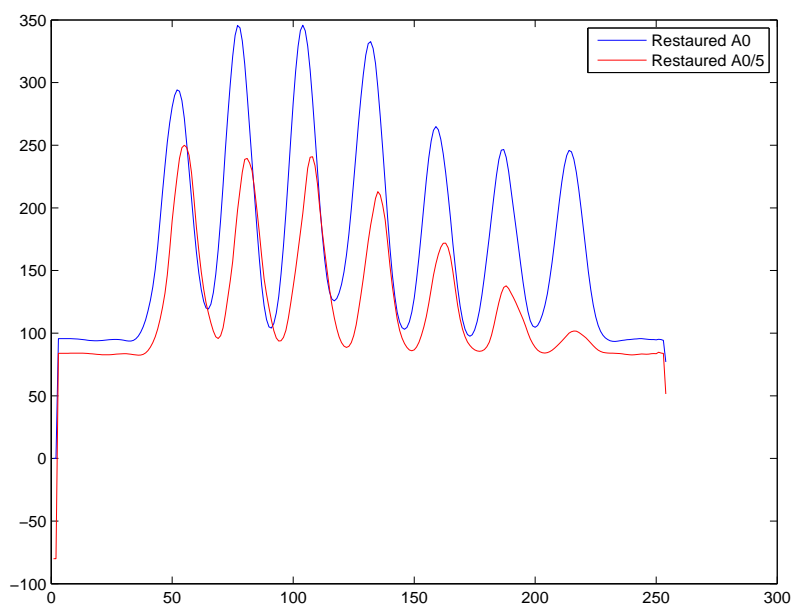
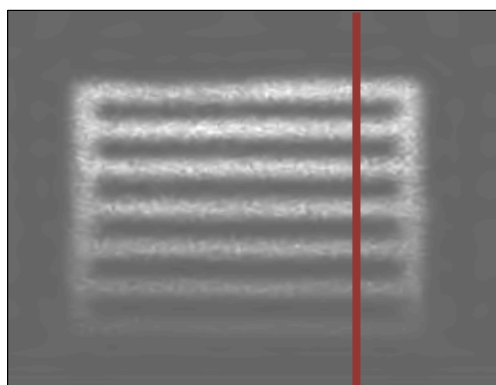


Image restaurée A1/5



Profile de la ligne qui passe par la ligne indiquée sur les images



Profile de la ligne qui passe par la ligne indiquée sur les images

Image restaurée A1

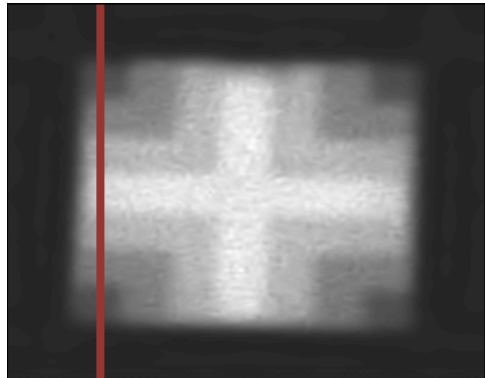


Image restaurée A1/5

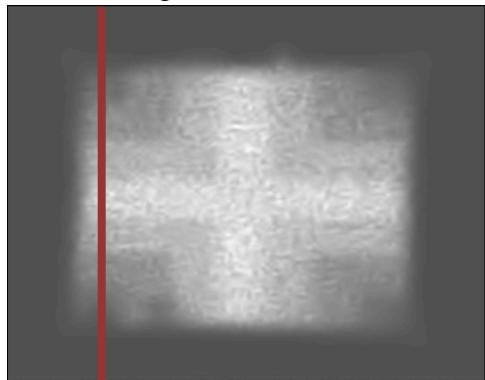
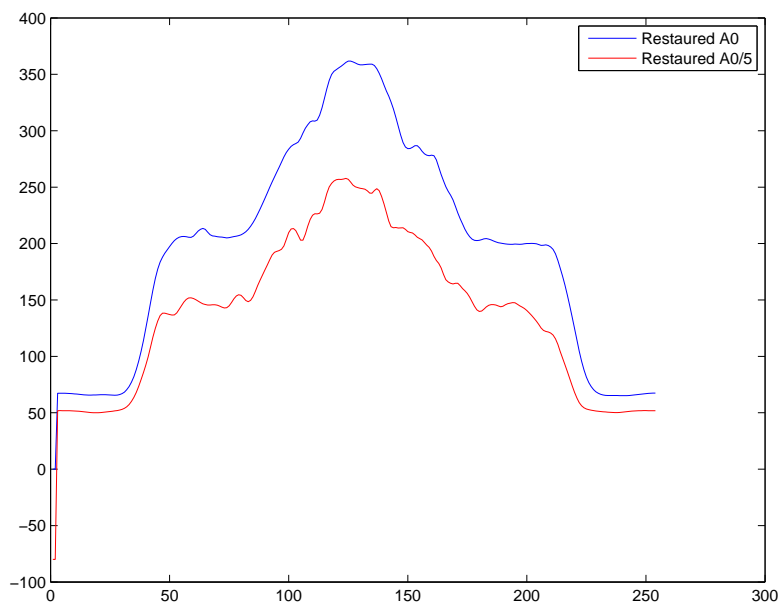


Image restaurée A1



Profile de la ligne qui passe par la ligne indiquée sur les images

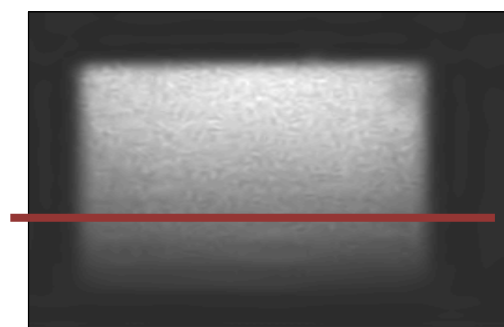
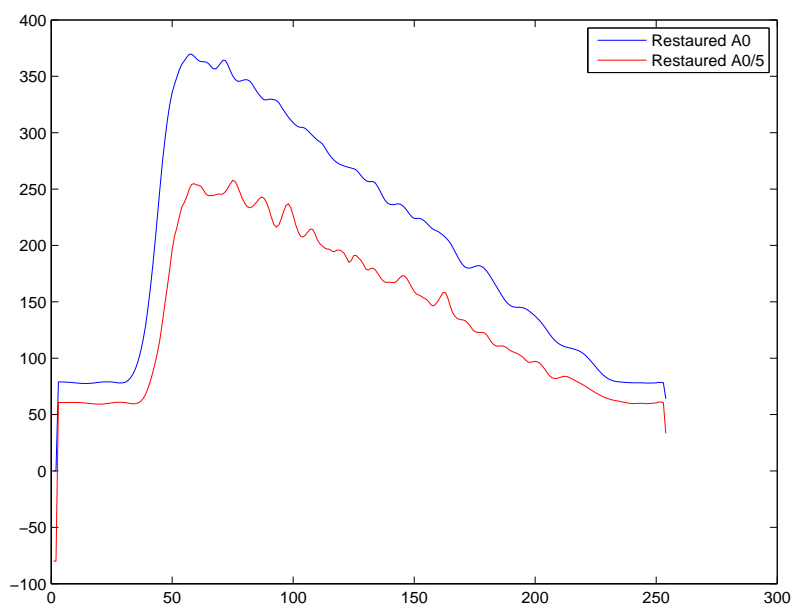
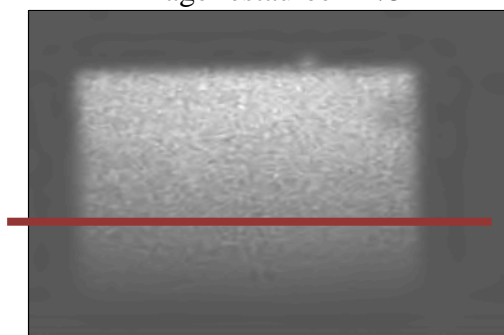
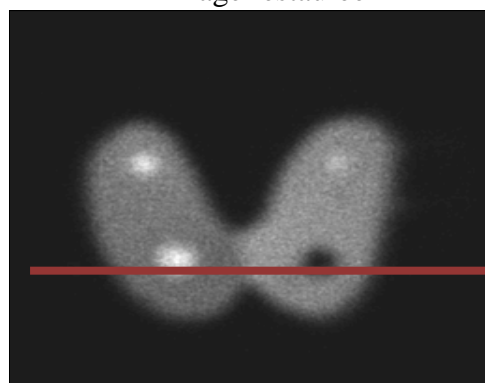


Image restaurée A1/5



Profile de la ligne qui passe par la ligne indiqué sur les images

Image restaurée A1



Image

restaurée A1/5

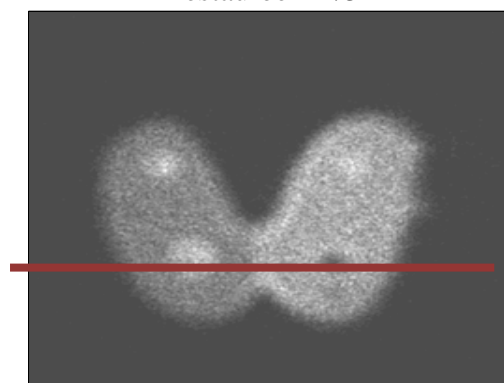
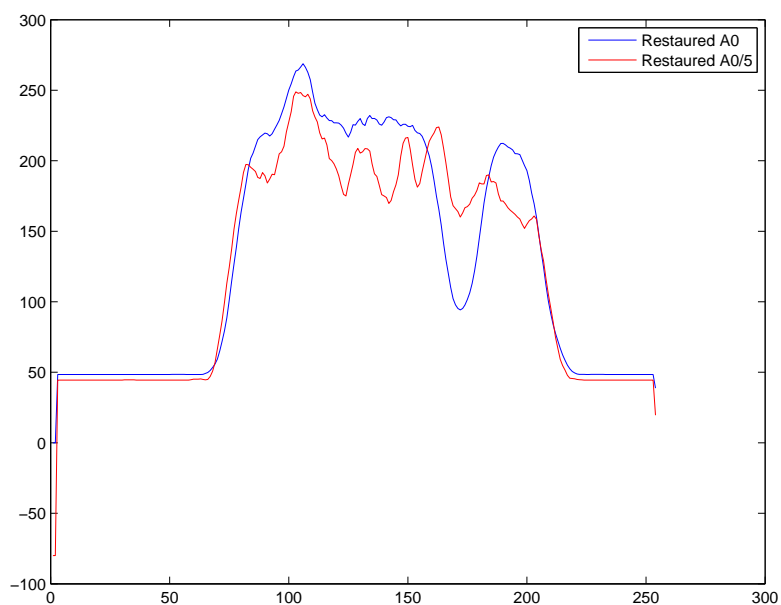


Image restaurée A1



Profile de la ligne qui passe par la ligne indiquée sur les images

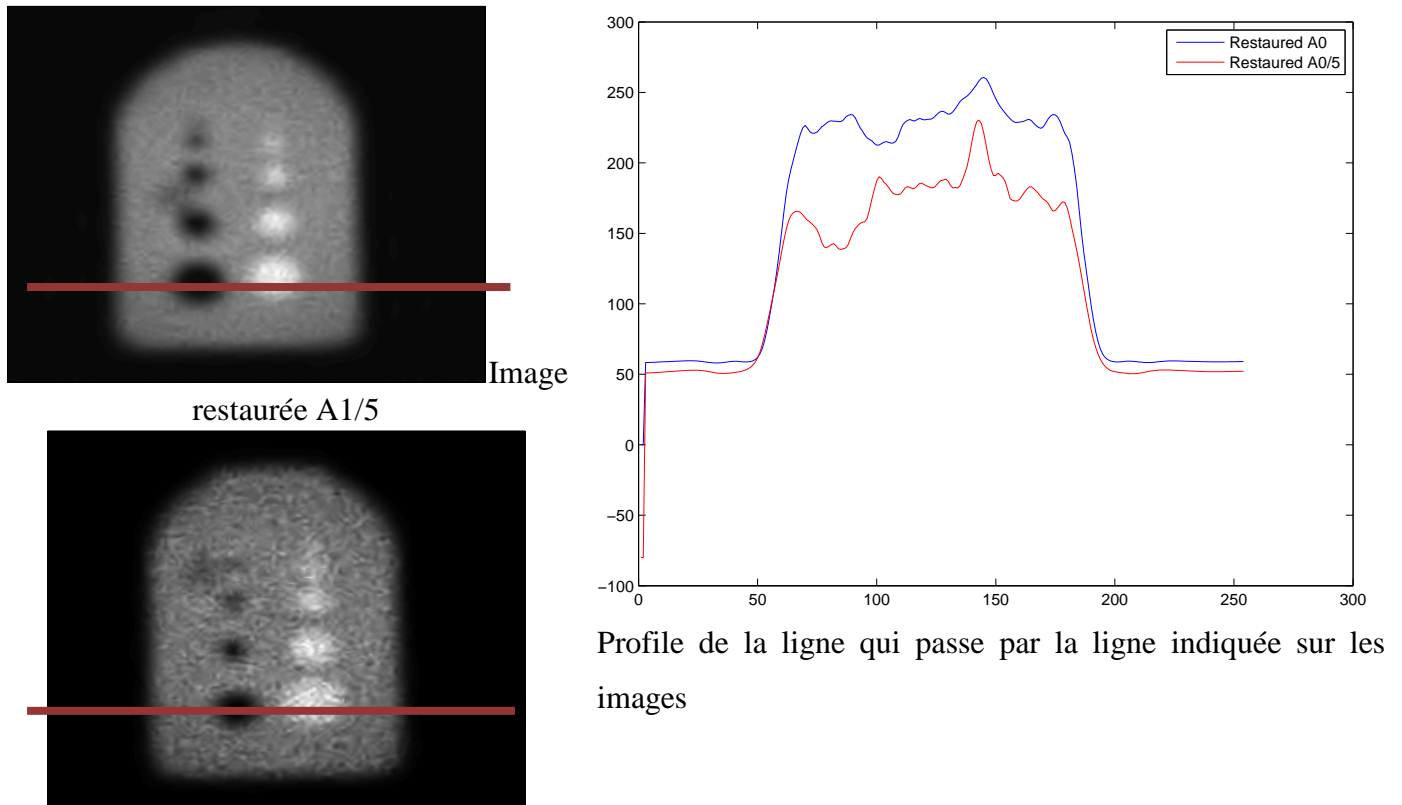


Figure 29. Profile des images des différents fantômes

Ensuite, l'ensemble de ces images ont été montré à un médecin spécialiste en médecine nucléaire pour faire les comparaisons nécessaires.

- Une première comparaison est réalisée entre l'image originale A1 et sa version restaurée.
- Une deuxième comparaison est réalisée entre l'image A1/5 et sa version restaurée.
- Une dernière comparaison est réalisée entre l'image A1 restaurée et A1/5 restaurée.

Il a effectué les constatations suivantes :

- **Fantôme de variabilité x :** l'image A1 restaurée se rapproche de l'image originale A1, aussi bien que pour les gros et les petits détails. Même interprétation pour l'image A1/5 : l'image restaurée paraît avoir un meilleur contraste. Ainsi, les détails sont conservés.
- **Fantôme de variabilité z :** L'image restaurée A1 se rapproche de l'image originale A1, même elle paraît mieux contrastée. Pour l'image A1/5 restaurée, elle est mieux contrastée. Ainsi si l'on compare A1 restaurée et A1/5 restaurée, les détails sont conservés mais le contraste est meilleur dans A1 restaurée.
- **Fantôme de variabilité x, y, z :** L'image A1 restaurée est mieux contrastée et les détails sont conservés. Pour A1/5 restaurée, elle se rapproche de l'image A1 originale

et elle est de meilleur contraste. Ainsi les détails visibles sur l'image originale A1 sont retrouvés sur les deux images restaurées (A1 restaurée et A1/5 restaurée).

- **Fantôme de variabilité z, contraste :** Dans l'image originale A1 et sa version restaurée, on remarque le même nombre de marches d'escalier (5 marches).

Tandis que dans l'image A1/5 et sa version restaurée, on observe 4 marches d'escalier. Ainsi, le nombre de détails sur l'image A1 restaurée est supérieur au nombre de détails sur l'image A1/5 restaurée (5 vs 4).

Le nombre de détails visualisé sur l'image originale (5 marches d'escaliers) est inférieur au nombre de détails visualisé sur l'image du fantôme (8 marches d'escaliers) est du à une diminution du contraste liée à une augmentation des photons diffusés.

- **Fantôme de la thyroïde :** Pour l'image A1 restaurée, les détails sont conservés aussi bien pour les lésions chaudes (signal élevé) que pour les lésions froides (hypo-signal). Même interprétation pour l'image A1/5 restaurée et sa version restaurée. Ainsi si on compare A1 restaurée et A1/5 restaurée, on trouve que les détails sont conservés mais le contraste est meilleur dans A1 restaurée.
- **Fantôme multicontraste :** On retrouve le même nombre de détails aussi bien pour l'image A1 que sa version restaurée (4 lésions chaudes, 4 lésions froides). La même interprétation est retirée avec l'image A1/5 et sa version restaurée.

Il a conclut qu'en divisant l'activité par 5, la qualité de l'image scintigraphique est abaissée aussi bien pour le contraste que les détails. Toutefois, en appliquant notre approche de restauration on retrouve des images scintigraphiques de qualité satisfaisante avec restauration de détails. Ainsi, la méthode a réussi à rehausser la qualité visuelle des images scintigraphiques et elle a pu les rapprocher de celles acquises à une activité initiale A1 (activité maximale).

Nous pouvons conclure que les résultats fournis sont satisfaisants. Ceci confirme que le fait de traiter les images, peut améliorer nettement leur qualité, mais il ne peut apporter une information qui ne les renferme pas.

4. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons exposé une nouvelle méthode de restauration qui a été appliquée sur différentes images de fantômes en mode planaire et les résultats obtenus ont été évalués en utilisant des critères de différents types, tant objectifs que subjectifs. Les résultats

de l'évaluation prouvent que la méthode a pu améliorer nettement la qualité des images scintigraphiques, ce qui facilite leur interprétation et leur analyse.

Cette discussion repose sur le comportement de notre méthode vis-à-vis de la préservation de la résolution et du contraste ainsi que la non-génération d'artefacts dégradant les structures principales de l'image.

Conclusion générale & perspectives

La médecine nucléaire se caractérise par son évolutivité au cours de son histoire, encore accélérée récemment, en raison de ses développements technologiques et particulièrement radiopharmaceutiques.

La médecine nucléaire continue à intéresser plusieurs chercheurs, soit pour le développement des méthodes de correction des défauts de système d'acquisition, soit pour le développement de méthodes d'analyse pour extraire des paramètres physiologiques.

Bien que de mauvaise qualité, les images scintigraphiques se démarquent par rapport à d'autres images morphologiques par le caractère fonctionnel. En fait, ce caractère fait que ces images sont particulièrement importantes pour la détection et le suivi de plusieurs pathologies.

En effet, le principe d'un examen scintigraphique consiste à injecter au patient un produit radiopharmaceutique. Ce radiopharmaceutique se fixe sélectivement sur l'organe dont les médecins nucléaires veulent étudier le fonctionnement. Puis, l'acquisition des séquences d'images dans le temps est prise. On peut par la suite déterminer l'évolution de ce traceur à partir de ces ensembles d'images.

Dès qu'elles sont numérisées, les images acquises en médecine nucléaire nécessitent, au minimum, un réglage de contraste avant d'être reproduites sur un support.

L'objectif principal du traitement des images médicales est d'extraire à partir des images acquises, les informations utiles au diagnostic, d'établir les détails difficiles à percevoir à l'œil nu, tout en évitant la création d'artefacts, faussement informatifs.

Ainsi le traitement fait appel à des outils et des algorithmes qui permettent d'agir sur l'image numérisée. Des outils de traitement d'images tels que la reconstruction, la segmentation et la quantifications, le filtrage et plusieurs autres outils ont contribué à l'amélioration de la qualité des images acquises, à leur interprétation et surtout à une meilleure approche au diagnostic.

Dans un premier temps, nous avons pu montrer que, les images scintigraphiques sont de qualité très médiocre à causes de plusieurs sources de dégradation. Ainsi, l'instrumentation et les facteurs anatomiques liés au patient compliquent l'acquisition et le traitement d'images in vivo. Pour cela, nous avons choisi d'élaborer et de concevoir une famille de fantômes (in vitro), qui sont en fait des outils nécessaires pour contourner les difficultés imposées par l'anatomie humaine ainsi que pour tester les différentes configurations que l'on maîtrise a priori.

La conception et la mise en place des différents fantômes, nous permet de caractériser les limites tolérables de réduction de l'activité qui ne dégrade pas la résolution spatiale et d'assurer ainsi la sûreté des mesures. En effet, réaliser des mesures in-vitro nous permet de réduire au minimum l'exposition des patients aux rayonnements en lui permettant de gagner du temps et garantissant sa sécurité. Enfin, nous avons pu obtenir une bibliothèque d'images en mode planaire.

Dans un deuxième temps, nous nous sommes intéressés à la modélisation du bruit dans la chaîne d'acquisition des images scintigraphiques afin de trouver la méthode de restauration adéquate.

En effet, une restauration efficace passe impérativement par la modélisation des deux composantes qui se dégradent lors de la réduction de l'activité, à savoir le bruit et le contraste.

Finalement, d'après notre modélisation stochastique, nous avons pu constater que le modèle du bruit que nous avons pu obtenir est poissonnien.

Toutefois, il est nécessaire de passer à une phase d'estimation du niveau du bruit poissonnien dans nos images. En vue de bien sélectionner la bonne méthode, s'adaptant le plus aux caractéristiques de ce type de bruit, nous avons mené une étude des simulateurs les

plus connus quand la distribution est poissonnienne. Cette étude a été couronnée par la sélection de la méthode expectation-maximisation.

Le débruitage consiste à retrouver une image à partir de sa version dégradée dont on dispose.

Ainsi, nous avons mené une étude comparative des méthodes de débruitage multiresolution permettant de sélectionner la meilleure méthode qui permet d'améliorer la qualité des images scintigraphiques. Cette étude a été établie pour le choix de la méthode en bandelette. En effet elle permet de diminuer le bruit sans tomber dans le flou et la non disparition des taches (contour préservée).

La diversité des algorithmes de restauration proposés dans la littérature provient de la nature des images traitées, de la nature du bruit dégradant les images et de la sélection des paramètres intervenant dans cet algorithme.

Par la suite, nous nous sommes intéressés à développer une méthode de restauration dédiée aux images scintigraphiques.

Finalement, nous avons testé l'approche de restauration sur des scintigraphies acquises sur des fantômes en mode planaire, pour lesquelles on observe une nette amélioration.

Bien que l'évaluation soit souvent complexe et difficile à mener, nous avons essayé d'évaluer les résultats obtenus en utilisant des critères objectifs et subjectifs. Un médecin spécialiste en médecine nucléaire a évalué nos résultats. Il a confirmé qu'en divisant l'activité par 5, les qualités des images scintigraphiques sont abaissées aussi bien pour le contraste que les détails. Toutefois, en appliquant notre approche de restauration on retrouve des images scintigraphiques de qualité satisfaisante.

Nous avons constaté donc une meilleure robustesse par rapport au bruit avec notre approche de restauration. La méthode de correction combinée avec la technique de débruitage en bandelette permet de mieux compenser l'effet du bruit poissonnien.

Les perspectives de l'approche proposée dans ce travail sont multiples. La première concerne une acquisition tomoscintigraphique sous réduction du temps de pose pour réduire les artéfacts de mouvement du moment que actuellement un examen de scintigraphie myocardique dure plus qu'une heure.

La deuxième perspective consiste à prolonger l'approche de modélisation élaborée en scintigraphie planaire à la tomoscintigraphie. On pourrait ainsi restaurer des images tomoscintigraphiques sur des fantômes adéquatement élaboré pour simuler les différent cas de variabilité de l'activité dans ce secteur.

Comme application in-vivo, nous projetons de valider notre approche sur le petit animal de laboratoire pour passer à une validation sur l'être humain ce qui engendre une nouvelle composante qui est la composante métabolique. Par la suite à passer au-delà des images scintigraphiques statiques pour toucher aux images dynamiques et tomographiques.

Les résultats que nous avons obtenu avec les perspectives déjà mentionnées peuvent constituer une solution en cas de changement du processus de détection en imagerie nucléaire vers les détecteurs à gaz où la résolution est meilleure alors que le rendement est plus faible ce qui nécessite une augmentation des doses administrées. Ce projet est actuellement en cours en coopération entre le Centre National des Sciences et Technologies Nucléaires (CNSTN) et l'École polytechnique de Tunisie (EPT).

Bibliographie

- [Alliez et al., 2005] Alliez P., Ucelli G., Gotsman C., and Attene M., «*Recent advances in remeshing of surfaces*», 2005, AIM@SHAPE State-of-the-art report.
- [Alpert , 1992] Alpert B. K., «*Wavelets and Other Bases for Fast Numerical Linear Algebra*», Academic Press, San Diego, CA, USA, 1992, p.181–216.
- [Aubert et al., 2006] Aubert G. and Kornprobst P., «*Mathematical Problems in Image Processing*», Applied Mathematical Science 147, Springer 2006.
- [Albert et al., 1997] Bobichon Y., and Bijaoui A., «*Algorithmes multirésolution régularisés pour la restauration des images astronomiques*», Colloques sur le Traitement du Signal et des Images, GRETSI ,1997.
- [Anger, 1958] Anger J. H.O., «*Scintillation camera*», Review of Scientific Instruments, vol. 29, 1958, p. 27-33.
- [Anger, 1967] Anger J.H.O, «*Radioisotope Camera, Instrumentation in Nuclear Medicine*», vol. 1, 1967, ed. G. J. Hine (New York: Academic), p. 485-552.
- [Anscombe, 1948] Anscombe F. J., «*The transformation of Poisson, binomial and negative- binomial data*», Biometrika, 1948, vol. 35, n°. 3, p. 246–254.
- [Aurengo et al., 1997] Aurengo A., Petitclerc T., and Gremy F., «*Biophysique*», Flammarion, 1997.
- [Aurengo et al., 2001] Aurengo A., Petitclerc T., and Grémy F., *Biophysique.2^{ème} édition, Medecine-science*. Flammarion, Paris 2001.
- [Aurengo et al., 2006] Aurengo A., Petitclerc T., and Grémy F., «*Biophysique.2^{ème} édition, Medecine-science* », Flammarion, 2006
- [Baird et al., 2000] Baird W.H., Frey E.C., Wang W.T., and Tsui, B.M.W., «*Characterization of collimator scatter and penetration response for I-123 imaging*», J Nucl Med, vol. 41, 2000, p.133
- [Bice et al., 1991] Bice A., Durack L., Pollard K., and Early J., «*Assessment of ^{131I} scattering and septal penetration in gamma camera high energy parallel hole collimators*», J. Nucl. Med. vol. 32, 1991, p. 1058-

1059.

- [Binh et al., 2010] Binh N.T., and Khare A., «*Multilevel threshold based image denoising in curvelet domain*», Computer Science and Technology, vol. 25, n° 3, 2010, p. 632-640.
- [Blankespoor et al., 1996] Blankespoor S. C., Wu X., Kalki k., Brown J. K., Tang H. R., Cann C. E., and Hasegawa B. H., «*Attenuation correction of SPECT using x-ray CT on an emission-transmission CT system: myocardial perfusion assessment*», IEEE Trans. Nucl. Sci. vol. 43, 1996, p. 2263-2274.
- [Blohm, 1999] Blohm, K., «*De la caméra d'Anger à la caméra à coïncidence*», Revue de l'ACOMEN, vol.5, n°2, 1999.
- [Bottigli et al., 1985] Bottigli U., Guzzardi R., Mey M., Bellazzini R., Giannetti P., Giorgi M. A., Massai M. M., and Tonelli G., «*Monte Carlo simulation and experimental tests on BGO, CsF and NaI(Tl) crystals for positron emission tomography*», J. Nucl. Med., 1985, vol. 29, p. 221-227.
- [Brown et al., 1971] Brown D., Kirch D., Ryerson T., Throckmorton A., and Brenner N., «*Computer processing of scans using Fourier and other transformations*», J Nucl. Med., 1971, vol.12, n°6, p.287-91.
- [Buades et al., 2010] Buades A., Lou Y., Morel J.M., and Tang Z., «*Multi image noise estimation and denoising*», Computer Science/Image Processing, 2010.
- [Burel, 2001] Burel G., «*Introduction au traitement d'images* », simulation sous Matlab, 2001.
- [Buvat, 1996] Buvat I., Benali H. and Di Paola R., «*Correction de la diffusion e scintigraphie monophotonique*», Revue de l'ACOMEN 2, 1996, p.196-209.
- [Buvat et al., 1999] Buvat I., El Fakhri G., Pélérini M., Benali H., Todd-Pokropek A., and Di Paola R., «*Importance respective des différentes corrections physiques en SPECT*», Revue de l'ACOMEN, vol. 5, 1999, p. 169-179.
- [Buvat et al., 1994] Buvat I., Benali H., Todd-Pokropek A. and Di Paola R., «*Scatter correction in scintigraphy: the state of the art*» Eur. J. Nucl. Med, vol. 21, 1994, p. 675-694.

- [Buvat et al., 1998] Buvat I., El Fakhri G., Pelegrini M., Benali H. and Di Paola R. «*Comparaison de différents protocoles de correction d'atténuation en imagerie cardiaque SPECT*», Revue de l'ACOMEN, vol.4, 1998, p.121-129.
- [Buvat et al., 1998] Buvat I., El Fakhri G., Pélégri M., Benali H., and Di Paola R., «*Comparaison de différents protocoles de correction d'atténuation en imagerie cardiaque SPECT*», Revue de l'ACOMEN, 1998, vol. 4, pp 121-129.
- [Casey et al., 1986] Casey M. E., and Nutt R., «*A multicrystal 2D BGO detector system for PET*», IEEE Trans. Nucl. Sci., vol 33, n°. 1, 1986, p. 460-463.
- [Chang, 1978] Chang L.T., «*Attenuation correction and incomplete projection in single photonemission computed tomography*», IEEE Tr. Nucl. Sci , 1978, p.2780-2789.
- [Chartrand et al., 1992] Chartrand T. R., and Asaki T. J., «*Denoising images with Poisson noise*», Mathematical Modelling and Analysis, <http://math.lanl.gov/>, T-7, MS B284, Theoretical Division, Los Alamos National Laboratory, NM 87545.
- [Chen et al., 2006] Chen G. Y., and Kégl B., «*Image denoising with complex ridgelets*», Elsevier, 2006, p. 1439-1446
- [Chen et al., 2008] Chen G. and Zhu W., «*Image Denoising Using Neighbouring Contourlet Coefficients*», Engineering and Applied Sciences, 2008, p. 384-391.
- [Chen et al., 2008] Chen G. and Zhu W., «*Image Denoising Using Neighbouring Contourlet Coefficients*», Proceedings of the 5th international symposium on Neural Networks: Advances in Neural Networks, 2008, p. 384-391.
- [Cherry et al., 2012] Cherry S. R., Sorenson J. A., and Phelps M. E., «*Physics in Nuclear Medicine*», Elsevier Saunders, 2012.
- [Cochard, 1998] Cochard G. M., «*Notions de traitement et d'analyse d'image*», Université de Picardie Jules Verne, 1998.
- [Cole et al., 1982] Cole A., Croft B., Brickley J., and Anne A., «*Evaluationj of digital image enhancement technique for liver scintigrams*», Phy.Med.Biol., 1982, vol.27, n°1, p. 63-72.
- [Desachy, 2001] Desachy J. «*Analyse d'images*», notes de cours-version 1.3, 2001.
- [Do et al., 2008] Do C. B., and Batzoglu S., «*what is the expectation maximization*

- algorithm?* » Nature Biotechnology, 2008, vol.26, p.897-899.
- [Do et al., 2002] Do M. and Vetterli M., «*Contourlets*», Proceedings of beyond Wavelets, Academic Press, New York, 2002, p. 1-27.
- [Doherty et al., 1983] Doherty M.A., and Schwinger R.B. «*A Wiener filter for nuclear medicine images*», Med. Phys, 1983, vol.10, p. 876-880.
- [Dutreix et al., 1997] Dutreix, J., Desgrez A., Bok B., and Vinot M., «*Biophysique des radiations et imagerie*» 4^{ème} édition, Masson. Paris 1997,
- [E. Busemann, 2003] E. Busemann Sokole, «*IAEA quality control atlas for scintillation camera systems*» IAEA Library Cataloguing in Publication Data—Vienna: International Atomic Energy Agency, 2003.
- [El Fakhri et al., 2000] El Fakhri G., Buvat I., Benali H., Todd-Pokropek, A., and Paola R. Di, «*Relative impact of scatter, collimator response, attenuation, and finite spatial resolution corrections in cardiac SPECT*» J. Nucl. Med. Vol. 41, 2000, p 1400-1408.
- [Féraud et al., 1993] Blanc-Féraud L., and Barlaud M., «*Restauration d'image bruitée par analyse multirésolution et champs de markov*» Traitement de signal, 1993, vol 10, n°2, p 171-183.
- [Fidler, 2000] Fidler V., «*Current trends in nuclear instrumentation in diagnostic nuclear medicine*» ; Radiol Oncol, vol. 34, 2000, n° 4, p. 5-381.
- [Fisz, 1955] Fisz M., «*The limiting distribution of a function of two independent random variables and its statistical application*» Colloq. Math., 1955, vol. 3, p. 138–146,
- [Franquiz, 1997] Franquiz J. M., «*A Multiresolution Restoration Method for Cardiac SPECT*», University of Florida, 1997, these.
- [Franquiz et al., 1998] Franquiz J.M., and Shukla S., «*A multiresolution restoration method for cardiac SPECT imaging*», Med Phys. 1998, vol.25, n°.12, p. 2469-75.
- [Frosio et al., 2007] Frosio I., Lucchese M., and Borghese N. A., «*A new and reliable Poisson noise estimator for radiographic images*», 14th International Conference on Image Analysis and Processing: ICIAP, 2007.
- [Fryzlewicz et al., 2004] Fryzlewicz P., and Nason G. P., «*A Haar-Fisz algorithm for Poisson intensity estimation*», J. Comput. Graph. Statist, 2004, vol. 13, p. 621–638.

- [Furuya et al., 2009] Furuya H., Eda S., and Shimamura T., «*Image Restoration via Wiener Filtering in the Frequency Domain*» Wseas Transactions on signal processing, 2009, vol. 5, n°2.
- [Gilland et al., 1998] Gilland D. R., Jaszczac R. J., Greer K. L., and Coleman R. E., «*Transmission imaging for nonuniform attenuation correction using a tree-headed SPECT camera*», J. Nucl. Med, vol. 39, 1998, p.1005-1110.
- [Gremillet, 1977] Gremillet E., «*Correction de mouvement en tomoscintigraphie*», Revue de l'ACOMEN, 1977, vol.4, n°2, p 141-143.
- [Gremy et al., 1977] Gremy F., and Perrin J., «*Eléments de Biophysique 2*», Flammarion, 1977.
- [Hoffman et al., 1990] Hoffman E. J., Cutler P. D., Digby W. M., and Mazziotta J. C., «*3-D phantom to simulate cerebral blood flow and metabolic images for PET*», IEEE Trans Nucl Sci, 1990, vol.37, p.616-620.
- [Jammal et al 2004] Jammal G., and Bijaoui A., «*DeQuant: a flexible multiresolution restoration framework*», Signal Processing, 2004, vol.84, n°7, p.1049-1069.
- [Jammal et al. , 1999] Jammal G., and Bijaoui A., «*A multiresolution image restoration method for photon imaging system*», Acoustics, Speech, and Signal Processing, 1999. Proceedings, IEEE International Conference on Vol.6
- [Jaszczak 1984] Jaszczak R., Greer K. L., Floyd C. E., Harris C. C., and Coleman R. E., «*Improved SPECT quantification using compensation for scatter photons*», J. Nucl. Med., vol. 25, 1984, p. 893 - 900
- [Kervrann et al., 2004] Kervrann C., and Trubuil A., «*An adaptive window approach for Poisson noise reduction and structure preserving in confocal microscopy*», Proc. ISBI, 2004, p. 788-91,
- [Khelifa 2003-b] Khelifa N., Hamrouni K., and Ellouze N., «*Etude comparative des méthodes de réduction du bruit par seuillage des coefficients d'ondelettes*», Journées Scientifiques Francophones : JSF'2003, Tozeur-Tunisie, 2003, p393-398.
- [Khelifa 2004-b] Khelifa N., Hamrouni K., and Ellouze N., «*Influence du choix de l'ondelette et du nombre de niveau de décomposition en débruitage d'image*», La 3^{ème} conférence internationale : JETA'2004, Hammamet-Tunisie, mai 2004.

- [Kohli et al., 1998] Kohli V., King M. A., Pan T. S., and VS. J. X., «*Compensation for distance-dependent resolution in cardiac perfusion SPECT: Impact on uniformity of wall counts and wall thickness*» IEEE Trans. Nucl. Sci. vol. 45, 1998, p.1104-1110.
- [Kolaczyk, 1999] Kolaczyk E., «*Bayesian multiscale models for Poisson processes*», J. Amer. Statist. Assoc., 1999, vol. 94, n°. 447, p. 920–933,
- [Lazaro, 2003] Lazaro D., «*Validation de la plate-forme de simulation GATE en Tomographie d'Émission Monophotonique et application au développement d'un algorithme de reconstruction 3D complète*», 2003, Thèse préparée au Laboratoire de Physique Corpusculaire (CNRS/IN2P3) – 63177 AUBIERE
- [Lee et al., 2003] Lee S. J., «*Ordered subsets Bayesian tomographic reconstruction using 2-D smoothing splines as priors*», Computer methods and programs in biomedicine, 2003.vol.72, p27-42.
- [Lefkimmiatis et al., 2009] Lefkimmiatis S., Maragos P., and Papandreou G, « *Bayesian Inference on Multiscale Models for Poisson Intensity Estimation: Applications to Photon-Limited Image Denoising*», IEEE Transaction On Image Processing, 2009, Vol. 18, n°. 18.
- [Liehn et al., 1999] Liehn J., and Schvartz C., «*Les particularités de l'image scintigraphiques. Le nouveau Paysage méthodologique de la médecine nucléaire*» Paris, Mars1999.
- [Makitalo et al., 2012] Makitalo M., and Foi A., «*Poisson-Gaussian denoising using the exact unbiased inverse of the Generalized Anscombe Transformation*», IEEE International Conference on · Acoustics, Speech and Signal Processing (ICASSP) 2012.
- [Makitalo et al., 2013] Makitalo M., and Foi A., «*Optimal inversion of the generalized Anscombe transformation for Poisson-Gaussian noise*», IEEE Transaction on image processing, 2013, vol. 22. n°.1, p.91-103.
- [Makhlouf et al., 2013-a] Makhlouf F., Besbes H., Khalifa N., Ben Amar C., and Solaiman B., «*Planar Scintigraphic Images Denoising, »* Open Journal of Medical Imaging, Vol.3, n°.4, 2013, p. 116-124. doi: 10.4236/ojmi.2013.34019.
- [Makhlouf et al., 2013-b] Makhlouf F., Besbes H., Khalifa N., Ben Amar C., and Solaiman B., «*A comparative study of multiresolution methods to reduce the noise in scintigraphic images*», International Conference on Computer Medical Applications ICCMA, 2013, Sousse-Tunisie.

- [Mesina et al.,2003] Mesina C.T, Boellaard R., Jongbloed G., Vander Vaart A.W, and Lammertsma A.A., «*Experimental evaluation of iterative reconstruction versus filtered back projection for 3D [15O] water PET activation studies using statistical parametric mapping analysis*», *NeuroImage*, 2003, vol.19, p.1170-1179.
- [Marc, 2003] Marc V. D., «*Traitement numérique des images, Telecommunications and imaging Laboratory*» 2003, cours.
- [Masnadi-Shirazi et al. 2008] Masnadi-Shirazi M. A., Azimifar Z., and Sadreddini M. H., «*A Comparative study between wavelet and Contourlet Transform Features for Textural Image Classification*», Conf ICTTA 3rd, 2008, p. 1-5.
- [Metz et al., 1980] Metz C. E., Atkins F. B., and Beck R. N., «*The geometric transfer function component for scintillation camera collimators with straight parallel holes*», *Phys. Med. Biol.* Vol.25, 1980, p. 1059-1070.
- [Moretti et al., 1991] Moretti J.L., Rigo P., Bischof-Delaloye A., Taillefer R., Caillat-Vigneron N., and Karcher G., «*Imagerie nucléaire fonctionnelle*», Masson 1991.
- [Nutt et al., 1999] Nutt R., and Melcher C.L., «*Current and future developments with LSO, a scintillator with excellent characteristics for PET*», *Revue de l'ACOMEN*, 1999, vol.5, n°2 p 152-155.
- [Pandey et al., 2004] Pandey A., Pant G., and Malhotra A., «*Standardization of SPECT filter parameters*», *Inter.Jour of Nuc. Med.*, vol.19, n°2, p. 30-35.
- [Peyre, 2005] Peyre G. «*Geometrie multi-échelles pour les images et les textures*», Phd thèse, Ecole Polytechnique, D2005.
- [Rabbani, 1988] Rabbani M., «*Bayesian filtering of Poisson noise using local statistics*», *IEEE Trans. On Ac., Speech and Sig. Proc.*, 1988, vol. 36, n° 6.
- [Reddy et al., 2008] Reddy G. J., Prasad T. J, and Prasad M. N., «*Fingerprint image denoising using curvelet transform*», *Engineering and Applied Sciences*, vol. 3, n°. 3, 2008.
- [Rusinek, 1995] Rusinek H., «*Clinical Spect Imaging: SPECT reconstruction techniques*», edited by E. Kramer L. and Sanger J. J., Raven Press, 1995, p. 43-67.
- [Sayed et al., 2008] Sayed I. S., Zakaria A., and Norhafiza N., «*Comparison of Chang's with Sorenson's Attenuation Correction Method by*

- Varying Linear Attenuation Coefficient Values in Tc-99m SPECT Imaging*», Springer, 2008, vol. 4987, p. 216-222.
- [Seret, 2009] Seret A., «*Médecine nucléaire par l'image*», 2009, Université de Liège
- [Shepp et al.,1982] Shepp L. A, and Vardi Y, «*Maximum likelihood reconstruction for emission tomography*», *IEEE Transaction on Medical Imaging*, 1982, p.113-122.
- [Tabisa, 1998] Tabisa M., «*Filtre LP : Etude des propriétés et Application en Traitement d'image* », 1998, l'université de SAVOIE,
- [Timmerman et al., 1999] Timmerman K., and Nowak R., «*Multiscale modeling and estimation of Poisson processes with application to photon-limited imaging*», *IEEE Trans. Inf. Theory*, 1999, vol. 45, n°. 3, p. 846–862.
- [Tsuchimochi et al., 2001] Tsuchimochi M., Sakahara H., Hayama K., Funaki M., Shirahata T., Orskaug T., Maehlum G., Yoshioka K., and Nygard E., «*Performance of a small CdTe gamma camera for radio-guided surgery*», *SPIE Proceeding*, vol. 4508-11, 2001, p 74-87.
- [Tsui et al., 1990] Tsui B. M. W., and Gullberg G.T., «*The geometric transfer function for cone and fan beam collimators*», *Phys. Med. Biol*, 1990, vol. 35, p. 81-93.
- [Vézien, 2011] Vézien J.M., «*Traitement des images et vision par machine*», Master Pro Info, 2011.
- [Vija et al., 2005] Vija A., Gosnell T., Yahil A., Hawman E., and Engdhal J., «*Statistically Based, Spatially Adaptative Noise Reduction of Planar Nuclear Studies*», *Proc.SPIE*, 2005, p.634-645.
- [Xingme et al., 2010] L. Xingme, Y. Guoping, and C.Liang, «*Image Denoising using Contourlet Transform*», *Intelligent Information Technology Application*", vol. 3, n°. 1, 2010, p. 25-30.
- [Zanzonico et al., 1995] Zanzonico P., «*Clinical Spect Imaging Technical requirements for SPECT*», *Instrumentation data acquisition and processing, and quality control*, edited by E.L. KRAMER and J. J. SANGER; Raven Press, 1995, p. 13-41 .
- [Zhang et al., 2010] X. Zhang and X. Jing , «*Image denoising in contourlet domain based on a normal inverse Gaussian prior*», *Digital Signal Processing*", vol. 20, 2010, p.1439-1446.

Résumé

Ce travail consiste à réduire la dose administrée en scintigraphie planaire afin de réduire l'exposition des patients et à réduire le temps d'acquisition pour éviter les artéfacts de mouvement. Ceci a été abordé en élaborant des approches de traitement adéquates permettant la conservation ou même l'amélioration des qualités diagnostiques des images. Nous avons abouti à une méthode de restauration qui s'avère la plus adéquate pour la récupération de maximum de détails de diagnostics des images.

Nous avons réalisé nos acquisitions in-vitro sur des fantômes que nous avons conçus de manière à simuler les principaux cas de variabilité de l'activité remarquée sur des cas cliniques ainsi que sur des fantômes standards.

Mots-clés : Image scintigraphique, Scintigraphie planaire, Restauration d'images, Fantôme, Dose administrée, Conception de fantômes

Abstract

This work consists in decreasing the administered dose in planar imaging to reduce patient exposure and acquisition time to avoid motion artifacts. This has been addressed by developing appropriate treatment approaches for conservation or even improved diagnostic quality images. We have led to a method of restoring which proves the most appropriate for the maximum recovery of diagnostic images detail.

We realized our acquisitions in vitro on phantoms that we designed to simulate the main event of variability in activity seen on clinical cases as well as on standard phantoms.

Keywords : Scintigraphic image, Planar scintigraphy, Restoration of image, Phantom, Dose administered, Conception of phantom.